

SÉRIE A, N° 806.

N° D'ORDRE :

1599.

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

M. A. BOUTARIC,

Agrégé des Sciences physiques,
Chargé d'un Cours complémentaire d'Electricité industrielle
à la Faculté des Sciences de Montpellier.

1^{re} THÈSE. — CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DU POUVOIR ABSORBANT
DE L'ATMOSPHÈRE TERRESTRE.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 14 Juin 1918, devant la Commission d'Examen.

MM. BOUTY, *Président.*

URBAIN,

LEDUC,

GUILLET,

Examineurs.

PARIS,

GAUTHIER-VILLARS ET C^{ie}, ÉDITEURS,

LIBRAIRES DU BUREAU DES LONGITUDES, DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE,
Quai des Grands-Augustins, 55

1918

SÉRIE A, N° 806.
N° D'ORDRE :
1399.

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

M. A. BOÛTARIC,

Agrégé des Sciences physiques,
Chargé d'un Cours complémentaire d'Électricité industrielle
à la Faculté des Sciences de Montpellier.

1^{re} THÈSE. — CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DU POUVOIR ABSORBANT
DE L'ATMOSPHÈRE TERRESTRE.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 14 Juin 1918, devant la Commission d'Examen.



MM. BOUTY, *Président.*
URBAIN, }
LEDUC, } *Examineurs.*
GUILLET, }

PARIS.

GAUTHIER-VILLARS ET C^{ie}, ÉDITEURS,

LIBRAIRES DU BUREAU DES LONGITUDES, DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE,
Quai des Grands-Augustins, 55

1918

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS.

	MM.	
Doyen.....	P. APPELL, Professeur..	Mécan. analytique et Mécan. céleste.
Professeurs honoraires.	CH. WOLF.	
	P. PUISEUX.	
	LIPPMANN.....	Physique.
	BOUTY.....	Physique.
	BOUSSINESQ.....	Physique mathématique et Calcul des probabilités.
	PICARD.....	Analyse supérieure et Algèbre sup.
	Y. DELAGE.....	Zoologie, Anatomie, Physiol. compar.
	Gaston BONNIER.....	Botanique.
	KÖNIGS.....	Mécanique phys. et expérimentale.
	VELAIN.....	Géographie physique.
	GOURSAT.....	Calcul différentiel et Calcul intégral.
	HALLER.....	Chimie organique.
	JOANNIS.....	Chimie (Enseignement P. C. N.).
	JANET.....	Physique (Enseignement P. C. N.).
	WALLERANT.....	Minéralogie.
	ANDOYER.....	Astronomie.
	PAINLEVÉ.....	Mécanique rationnelle.
	HAUG.....	Géologie.
	HOUSSAY.....	Zoologie.
Professeurs.....	H. LE CHATELIER.....	Chimie.
	Gabriel BERTRAND.....	Chimie biologique.
	M ^{me} P. CURIE.....	Physique générale.
	CAULLERY.....	Zool. (Évolution des êtres organisés).
	C. CHABRIÉ.....	Chimie appliquée.
	G. URBAIN.....	Chimie.
	Émile BOREL.....	Théorie des fonctions.
	MARCHIS.....	Aviation.
	Jean PERRIN.....	Chimie physique.
	G. PRUVOT.....	Zoologie, Anatomie, Physiol. comp.
	MATRUCHOT.....	Botanique.
	H. ABRAHAM.....	Physique.
	CARTAN.....	Calcul différentiel et Calcul intégral.
	Cl. GUICHARD.....	Mathématiques générales.
	MOLLIARD.....	Physiologie végétale.
	N.....	Applicat. de l'Analyse à la Géométrie.
	N.....	Histologie.
	N.....	Géométrie supérieure.
	N.....	Physiologie.
	LEDUC.....	Physique.
	MICHEL.....	Minéralogie.
	HEROUARD.....	Zoologie.
	Léon BERTRAND.....	Géologie.
Professeurs adjoints...	Rémy PERRIER.....	Zoologie (Enseignement P. C. N.).
	COTTON.....	Physique.
	LESPIEAU.....	Chimie.
	GENTIL.....	Pétrographie.
	SAGNAC.....	Physique (Enseignement P. C. N.).
	PEREZ.....	Zoologie (Évolution des êtres organisés).
Secrétaire.....	D. TOMBECK.	

A

MON PÈRE ET A MA MÈRE

A

MA FEMME.

A

MONSIEUR E. BOUTY,

MEMBRE DE L'INSTITUT. PROFESSEUR A LA SORBONNE.

Hommage de profond respect.

A

MONSIEUR CHARLES MOUREU,

MEMBRE DE L'INSTITUT ET DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE,
PROFESSEUR AU COLLÈGE DE FRANCE.

Hommage de vive gratitude
et de respectueux dévouement.

A LA MÉMOIRE DE MON MAÎTRE

GEORGES MESLIN

(1862-1918),

PROFESSEUR A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE MONTPELLIER.

PREMIÈRE THÈSE.

CONTRIBUTION

A

L'ÉTUDE DU POUVOIR ABSORBANT

DE

L'ATMOSPÈRE TERRESTRE.

PREMIÈRE PARTIE.

SUR UNE RELATION ENTRE LE POUVOIR ABSORBANT DE
L'ATMOSPÈRE POUR LES RADIATIONS SOLAIRES ET LA
PROPORTION DE LUMIÈRE POLARISÉE CONTENUE DANS
LA LUMIÈRE DIFFUSÉE PAR LE CIEL.

CHAPITRE I.

Introduction ⁽¹⁾.

1. On désigne sous le nom de *constante solaire* la quantité de chaleur reçue par minute du Soleil (supposé à sa distance moyenne de la Terre) par l'unité de surface d'un corps, de pouvoir absorbant égal à l'unité, qui serait

(¹) Nous ne mentionnerons dans cette étude que les travaux s'y rapportant directement. Nous ne pouvions songer à donner ici un aperçu même sommaire de l'état actuel de l'actinométrie pour l'exposé duquel nous renverrons, en particulier, aux *Rapports sur la Radiation* présentés par M. Violle aux Congrès internationaux de Rome (1879), Saint-Petersbourg (1899) et Southport (1903). Signalons également, en passant, l'intérêt que présenteraient, au point de vue de l'étude du rayonnement solaire, les mesures effectuées en ballon, à de grandes altitudes, mesures sur lesquelles M. Violle a attiré l'attention (*Comptes rendus Acad. Sc.*, t. CXXV, 1897, p. 627).

situé à la limite extrême de notre atmosphère et recevrait normalement les rayons solaires.

Rien n'autorise d'ailleurs à penser que la quantité ainsi définie soit une constante; et même, les recherches récentes effectuées par Abbot et ses collaborateurs ⁽¹⁾ semblent avoir mis en évidence des variations périodiques atteignant 8 pour 100.

Mais ces variations sont en général complètement masquées, à la surface du globe, par l'influence, beaucoup plus considérable, des changements continuels dont l'atmosphère est le siège (variations de la quantité de vapeur d'eau et des autres substances qui absorbent les radiations solaires, variations dans l'état de condensation de ces substances, influence des poussières, etc.).

L'étude des variations du pouvoir absorbant de notre atmosphère, plus aisée à aborder que la détermination de la constante solaire, peut présenter, pour la Physique du Globe et la Météorologie, un très vif intérêt.

Nous avons tenté d'aborder cette étude dans un cas particulier : nous nous sommes proposé de rechercher s'il n'existerait pas une relation entre le pouvoir absorbant de l'atmosphère et la proportion de lumière polarisée contenue dans la lumière diffusée par le ciel.

L'existence d'une relation entre la polarisation atmosphérique et l'intensité du rayonnement solaire à la surface du sol a été plusieurs fois soupçonnée ⁽²⁾. Ceux qui se sont occupés d'actinométrie ont depuis longtemps remarqué que, pour obtenir de bonnes déterminations de la constante solaire, il fallait opérer sur des journées où la polarisation atmosphérique a une valeur élevée ⁽³⁾.

(1) ABBOT et FOWLE, *Astroph. Journ.*, t. XXXIII, 1911, p. 191. Voir aussi *Annals of the Astrophysical Observatory of the Smithsonian Institution*, vol. III, Washington, 1913, p. 115.

(2) JEAN MASCART, *Revue générale des Sciences*, t. XXI, 1910, p. 908.

(3) « L'emploi du polarimètre et du cyanomètre devient précieux et permet de s'assurer des bonnes conditions des observations; le cyano-

Kimball a établi, par une longue série de mesures, que le pouvoir absorbant de l'atmosphère pour le rayonnement solaire est lié à la polarisation de la lumière qu'il diffuse. Le point de départ de ses recherches est la diminution notable dans le rayonnement solaire constatée en 1903 par différents observateurs. Il montre qu'il y a eu, corrélativement, une diminution dans la valeur moyenne de la polarisation ⁽¹⁾.

De nombreuses observations simultanées du rayonnement solaire et de la polarisation lui ont permis de conclure que les observations polarimétriques donnent de l'absorption atmosphérique générale une évaluation au moins aussi digne de confiance que les déterminations pyrhéliométriques ou psychrométriques ⁽²⁾.

Nous avons mis à profit les conditions climatiques exceptionnelles de Montpellier pour entreprendre une étude systématique de la relation entre le pouvoir absorbant de l'atmosphère pour le rayonnement solaire et la polarisation de la lumière diffusée par le ciel. Cette étude, que nous avons entreprise sans connaître les ré-

mètre doit accuser une coloration d'un bleu profond et très peu lumineuse, le polariscope un degré de polarisation très élevé qui peut atteindre 0,80. » (A. CROVA, *Rapports présentés au Congrès international de Physique* de 1900, t. III, p. 462.)

⁽¹⁾ Herbert-H. KIMBALL, *Proceedings of the Third Convention of Weather Bureau Officials*, Washington, 1904, p. 69-77; *Monthly Weather Review*, t. XXXI, juillet 1903, p. 321 et t. XXXIII, mars 1905, p. 100.

⁽²⁾ H.-H. KIMBALL, *Bulletin of the Mount Weather Observatory*, t. II, 2^e partie, et t. III, 2^e partie, 1910, p. 69-126; *Journal of the Franklin Institute*, avril 1911, p. 343-344; *Bulletin of the Mount Weather Observatory*, t. VI, 5^e Partie, 1914, p. 205-221.

Il convient de citer dans un ordre d'idées très voisin les recherches de Busch et de Jensen sur les relations entre les perturbations atmosphériques et la valeur de la polarisation. Ces recherches ont été résumées dans un volumineux ouvrage qui renferme en outre l'exposé des principaux travaux relatifs à la polarisation de la lumière diffusée par le ciel : *Tatsachen und Theorien der atmosphärischen Polarisation* (Aus dem Jahrbuch der Hamburgischen Wissenschaftlichen Anstalten, XXVIII, 1910), Hamburg, 1911.

sultats de Kimball et qui a été conduite par des méthodes différentes, tout au moins en ce qui concerne la comparaison des observations, nous a conduit à des résultats identiques ⁽¹⁾.

CHAPITRE II.

Méthodes et appareils de mesure.

Nous avons mesuré, aux différentes heures de journées sans nuage : 1° la proportion de lumière polarisée contenue dans la lumière diffusée par le ciel, dans le vertical du Soleil, et à 90° de l'astre (c'est la région du ciel où la proportion de lumière polarisée est maxima); 2° l'intensité calorifique du rayonnement solaire.

2. Pour les mesures de polarisation nous avons utilisé le photopolarimètre de Cornu ⁽²⁾.



Fig. 1.

Cet appareil se compose essentiellement d'un prisme de Wollaston et d'un prisme de Nicol : le prisme biré-

⁽¹⁾ Nous sommes heureux de remercier ici M. H.-H. Kimball de l'amabilité avec laquelle il a bien voulu nous faire hommage de l'ensemble de ses si intéressantes recherches, qu'il nous avait été impossible de nous procurer.

⁽²⁾ A. CORNU, *Association française pour l'Avancement des Sciences* : Congrès de la Rochelle (1882) et de Limoges (1890).

fringent donne, d'une ouverture rectangulaire, deux images dont les bords opposés sont exactement en coïncidence; en faisant tourner le nicol, on affaiblit de façon différente les deux images; pour une position du nicol, ces deux images ont la même intensité. Si les sections principales du prisme biréfringent sont parallèles aux sections principales du faisceau incident supposé partiellement polarisé, la position ω du nicol, quand l'égalité des images est réalisée (*fig. 1*), fait connaître la proportion x de lumière polarisée

$$x = \frac{P^2 - Q^2}{P^2 + Q^2} = \cos 2\omega.$$

Grâce à la contiguïté des champs à comparer, la position du nicol est facile à déterminer et le photopolarimètre de Cornu permet de faire de bonnes mesures. Il ne faudrait cependant pas s'exagérer la précision qu'on peut en espérer.

On donne souvent le millième dans la proportion de lumière polarisée. Certains auteurs vont même jusqu'au dix-millième. Ainsi, dans son *Mémoire sur la Polarisation de la lumière diffusée par les milieux troubles et de la lumière du ciel*, Pertner (¹) donne toujours quatre chiffres décimaux. Il écrit, par exemple,

$$x_1 = 0,7349;$$

$$x_2 = 0,4617;$$

$$x_3 = 0,2232;$$

$$\dots\dots\dots$$

Une telle approximation dans les résultats nous paraît exagérée.

Cherchons, en effet, la précision dont on peut répondre en tenant compte de la sensibilité de l'œil. Cette sensi-

(¹) PERTNER, *Denkschr. math.-naturw. Klasse d. Wien. Akad.*, t. LXXIII, 1901, p. 301.

bilité varie avec les observateurs, mais, écrit Mascart (1), « dans les mesures photométriques, il paraît difficile d'atteindre une approximation de $\frac{1}{200}$ » : autrement dit, l'œil considère comme identiques deux plages dont les éclaircissements diffèrent de $\frac{1}{200}$. Et c'est là, semble-t-il, une limite extrême; Bouguer admettait seulement une approximation de $\frac{1}{60}$.

Quand les deux plages du photopolarimètre ont le même éclaircissement, on a

$$P^2 \sin^2 \omega = Q^2 \cos^2 \omega,$$

ce qu'on peut écrire

$$\frac{P^2}{Q^2} \tan^2 \omega = 1.$$

Mais l'œil admettra l'égalité d'éclaircissement pour

$$P^2 \sin^2 \omega = Q^2 \cos^2 \omega \left(1 \pm \frac{1}{200} \right),$$

c'est-à-dire

$$\frac{P^2}{Q^2} \tan^2 \omega = 1 \pm \frac{1}{200}.$$

On peut donc faire sur ω une erreur $d\omega$ donnée par

$$\frac{P^2}{Q^2} \cdot 2 \tan \omega (1 + \tan^2 \omega) d\omega = \frac{1}{200},$$

ou, en tenant compte de la relation $\frac{P^2}{Q^2} = \frac{1}{\tan^2 \omega}$,

$$2 \frac{1 + \tan^2 \omega}{\tan \omega} d\omega = \frac{1}{200}.$$

On a alors

$$d\omega = \frac{1}{400} \frac{\tan \omega}{1 + \tan^2 \omega} = \frac{1}{800} \sin 2\omega.$$

L'erreur entraînée dans l'évaluation de la proportion

(1) E. MASCART, *Traité d'Optique*, t. III, p. 175. Paris, 1893.

$x = \cos 2\omega$ de lumière polarisée est

$$dx = 2 \sin 2\omega \cdot d\omega,$$

d'où

$$dx = \frac{1}{400} \sin^2 2\omega = \frac{1-x^2}{400}.$$

Cette erreur, qui s'annule pour $x = 1$, atteint $\frac{1}{400}$ pour des valeurs très faibles de x .

On ne peut donc répondre du chiffre des dix-millièmes que pour les valeurs de x telles que l'on ait

$$\frac{1-x^2}{400} < \frac{1}{10000},$$

$$1-x^2 < \frac{4}{100},$$

ce qui donne

$$x > 1 - \frac{2}{100} \quad \text{ou} \quad \frac{98}{100},$$

valeur très voisine de l'unité.

Les erreurs possibles dans les trois mesures de Pertner que nous avons rapportées sont alors les suivantes :

x .	$dx = \frac{1-x^2}{200}.$
0,7349.....	0,0012
0,4617.....	0,0020
0,2232.....	0,0024.

En adoptant, pour la sensibilité de l'œil, l'évaluation de Bouguer, les erreurs seraient trois fois plus considérables; elles s'approcheraient de $\frac{1}{100}$.

A cette erreur, due au défaut de sensibilité de l'œil, s'ajoute celle δx provenant de l'erreur $\delta\omega$ que l'on commet dans la lecture de l'angle ω :

$$\delta x = 2 \sin 2\omega \delta\omega.$$

A l'aide d'un vernier, on peut aisément mesurer l'angle ω avec une approximation d'une demi-minute, et l'erreur correspondante δx serait négligeable vis-à-vis de dx . L'appareil dont nous nous sommes servi et qui a été

construit avec beaucoup de soin par la maison Pellin, ne possède pas de vernier. On ne peut, dans ces conditions, apprécier guère plus du $\frac{1}{3}$ de degré, et l'on a sensiblement

$$\delta\omega = \frac{1}{300},$$

d'où

$$\delta x = \frac{1}{150} \sin 2\omega = \frac{\sqrt{1-x^2}}{150}.$$

Les erreurs correspondantes sur la valeur de x dans les résultats ci-dessus de Pertner seraient alors :

$$\delta x_1 = 0,0045;$$

$$\delta x_2 = 0,0058;$$

$$\delta x_3 = 0,0064.$$

En résumé, il paraît illusoire, dans les mesures de la proportion de lumière polarisée, de conserver le chiffre des dix-millièmes; celui des millièmes peut être entaché d'une erreur de plusieurs unités; pour de faibles valeurs de la polarisation, le chiffre des centièmes lui-même devient douteux.

La précision du photopolarimètre de Cornu est d'ailleurs très suffisante, en général : que l'on mesure la proportion de lumière polarisée contenue dans la lumière diffusée par les milieux troubles ou dans la lumière du ciel, les variations accidentelles qui se produisent sont largement de l'ordre du centième, et il semblerait bien inutile d'utiliser un appareil doué d'une plus grande sensibilité.

3. Les mesures d'intensité calorifique du rayonnement solaire ont été effectuées à l'aide du pyrhéliomètre à compensation de Knut Ångström ⁽¹⁾.

⁽¹⁾ Knut ÅNGSTRÖM, *Nova Acta regiae Scientiarum Upsaliensis*, 3^e série vol. XX, et 4^e série, vol. I.

Rappelons ici le principe de l'instrument. Deux lames noircies identiques A et B (*fig. 2*) sont placées côte à



Fig. 2.

côte. L'égalité de leurs températures peut être constatée à l'aide de pinces thermo-électriques. Un galvanomètre relié aux pinces est au zéro quand les températures des lames sont les mêmes.

L'une des lames, B par exemple, est exposée au rayonnement solaire, tandis que l'autre, A, est ombragée. Dans la lame A, on fait passer un courant électrique qui l'échauffe et dont on règle l'intensité de manière à ramener au zéro le galvanomètre. A ce moment, l'équilibre de température étant réalisé entre les deux lames, on écrit que l'énergie $I^2 R t$ fournie par le courant à la lame A pendant le temps t est égale à l'énergie reçue du Soleil pendant le même temps par la lame B.

L'appareil que possède l'Institut de Physique de l'Université de Montpellier et dont nous nous sommes servi dans nos recherches, a été construit par la maison Rose d'Upsal et étalonné par Ångström lui-même. L'intensité calorifique du rayonnement solaire, exprimée en calories-grammes par minute et par centimètre carré, est donnée par la formule

$$q = 15,5 i^2,$$

l'intensité i étant évaluée en ampères. Pour la mesure de cette intensité nous avons utilisé un milliampèremètre de précision de Siemens et Halske.

4. L'appareil d'Ångström, d'un usage aujourd'hui assez répandu, a été l'objet d'un certain nombre de critiques.

a. Une objection très sérieuse a été faite par Abbot au principe même de la méthode. La lamelle exposée est chauffée par devant, la lamelle ombragée est chauffée dans sa masse, en sorte que : 1° la lamelle exposée est en réalité plus chaude que la lamelle ombragée, bien qu'ayant la même influence sur la pile thermo-électrique ; 2° la lamelle exposée perd plus que l'autre par convection et rayonnement. Par suite de cette dissymétrie les indications de l'instrument sont systématiquement trop faibles. D'après Abbot, pour les rendre correctes, il faut les multiplier par le facteur *constant* 1,092.

En réalité, pour l'étude que nous nous sommes proposée il importe seulement de pouvoir effectuer des mesures relatives comparables et nous n'avons pas eu à tenir compte de la correction indiquée par Abbot.

b. Les pinces thermo-électriques appuient sur les lames, mais en sont séparées par un isolant électrique, un morceau de papier de soie imbibé de gomme laque. C'est là un processus qui semble mal défini. Et si les deux soudures du couple ne sont pas rigoureusement identiques, il n'est plus vrai d'écrire que le nombre de watts dépensés par le courant dans l'une des lames mesure l'énergie du rayonnement solaire reçu par l'autre.

Cette objection a été formulée notamment par MM. G. Millochau et C. Féry (1) qui ont proposé la méthode de correction suivante :

« Un actinomètre thermo-électrique est analogue à une balance dont les deux bras seraient inégaux. Le moyen le

(1) G. MILLOCHAU et C. FÉRY, *Comptes rendus Acad. Sc.*, t. CXLVI, 1908, p. 372.

plus simple de faire une mesure exacte dans ces conditions est d'avoir recours à une méthode de double pesée.

» On fera donc agir sur une des deux soudures, disposée à cet effet, le courant électrique, ce qui permettra de tracer la courbe d'étalonnage de l'instrument, relié à un millivoltmètre de sensibilité convenable, et, au moyen de l'observation, lorsque la même soudure sera exposée au rayonnement solaire, une simple lecture sur le cadran du millivoltmètre indiquera l'énergie électrique, et, par conséquent, le nombre de calories qui mesurent le rayonnement solaire. Toutes les conditions étant les mêmes, cette méthode de substitution ne soulève aucune objection. »

La remarque qu'il est difficile d'admettre l'identité absolue des deux soudures est parfaitement fondée. Mais la méthode que proposent MM. Millochau et Féry ne nous semble pas offrir de sérieuses garanties. D'abord, un galvanomètre possède rarement une sensibilité constante pour toutes les déviations. De plus, et surtout, rien n'assure que la dissymétrie qui peut exister à un certain moment entre les deux soudures demeure constante. Si cette dissymétrie provient du papier qui n'isole pas thermiquement les deux lames de la même façon, on pourrait penser, en particulier, à une influence possible de l'état hygrométrique de l'atmosphère. L'étalonnage effectué n'aurait aucune valeur (1).

(1) Dans la même Note, MM. Millochau et Féry décrivent un actinomètre qui constituerait un récepteur intégral (corps noir). Le principe de l'instrument est excellent. Celui-ci conviendrait parfaitement pour la mesure d'un flux constant d'énergie. Mais de l'aveu même des auteurs, l'actinomètre en question possède une inertie considérable. *L'équilibre met vingt-trois minutes à s'établir.* Autrement dit, l'indication de l'instrument donne la moyenne des énergies reçues pendant 23 minutes.

Comme l'intensité du rayonnement solaire varie très rapidement

La méthode proposée par Ångström est une méthode de zéro qui nécessite seulement un galvanomètre sensible. Elle nous paraît préférable.

Voyons de quelle nature sont les causes d'erreur :

1° Si la conductibilité thermique du papier n'est pas la même pour les deux bandes, et, d'une façon générale, si les deux pinces ne sont pas identiques, le fait que le galvanomètre revient au zéro n'entraîne pas que les deux lames ont la même température. L'une d'elles peut conserver un léger excès.

2° On peut avoir mal déterminé le zéro du galvanomètre. Dans ce cas encore, quand on revient à la position choisie comme zéro, l'une des lames est en réalité à une température plus élevée que l'autre.

Il est facile de montrer que les erreurs commises s'éliminent si l'on a soin d'exposer et d'ombrager alternativement les deux lames et de prendre la moyenne des deux déterminations.

Supposons, en effet, que, le galvanomètre étant au zéro, l'une des lames, la lame B par exemple, garde un certain excès de température θ sur la lame A.

Exposons la lame A au rayonnement solaire; elle reçoit un flux w d'énergie sous l'influence duquel elle prend un excès de température t sur la température ambiante; comme t est petit on peut écrire

$$w = kt.$$

vers le lever et vers le coucher du Soleil, que, dans la journée, elle est le siège de variations accidentelles incessantes, l'appareil de MM. Millochau et Féry ne nous paraît guère propre à la mesurer. Voici d'ailleurs une opinion autorisée : « Les variations incessantes de l'intensité de la radiation solaire nous montrent que les déterminations actinométriques, pour être exactes, doivent être faites dans le moindre temps possible. » (A. GROVA, *Annales de Chimie et de Physique*, 6^e série, t. XIV, 1888, p. 143.)

Faisons passer le courant dans la lame B de manière à ramener au zéro le galvanomètre : à ce moment l'excès de température de la lame B sur la température ambiante est $t + \theta$; l'énergie fournie par le courant est donc

$$u = k(t + \theta).$$

Inversons maintenant les deux lames. La lame B, identique à A, reçoit le rayonnement solaire et prend, par suite, le même excès de température t sur la température ambiante. Dans la lame A on fait passer le courant. Lorsque le galvanomètre est revenu au zéro, la température de la lame A n'est supérieure que de $t - \theta$ à la température ambiante. L'énergie fournie par le courant est donc

$$u' = k(t - \theta).$$

Le rayonnement solaire w est bien la moyenne des énergies calorifiques fournies successivement par le courant

$$w = \frac{u + u'}{2}.$$

Remarque. — Dans l'appareil que nous avons utilisé, l'énergie calorifique fournie par le courant d'intensité i était

$$u = 15,5 i^2,$$

d'où

$$w = \frac{u + u'}{2} = 15,5 \frac{i^2 + i'^2}{2}.$$

On peut prendre simplement

$$w = 15,5 \left(\frac{i + i'}{2} \right)^2.$$

L'erreur relative que l'on commet ainsi est, en effet,

$$\frac{\Delta w}{w} = \left(\frac{i - i'}{i + i'} \right)^2.$$

La différence entre les deux lectures i et i' n'a jamais dépassé deux unités pour une valeur moyenne de i et

de i' égale à 100 unités. D'où

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = \frac{4}{10000},$$

erreur négligeable, eu égard aux variations accidentelles du rayonnement solaire à la surface du sol.

En réalité nous avons toujours fait trois mesures pour chaque détermination d'intensité :

	Intensité.
Lame A ombragée.....	i_1
» B »	i'
» A »	i_2

et nous avons pris

$$\omega = 15,5 \left(\frac{\frac{i_1 + i_2}{2} + i'}{2} \right)^2$$

comme valeur de l'intensité calorifique du rayonnement solaire à l'instant où la lame B était ombragée.

CHAPITRE III.

Observations.

5. Voici, résumées en un Tableau (Tableau I), les mesures de l'intensité du rayonnement solaire et de la polarisation atmosphérique pendant les journées que nous avons pu utiliser pour les comparaisons que nous avons en vue. Nous n'avons conservé que les mesures faites pendant des journées où le ciel était *absolument sans nuage*.

Les heures H donnent l'instant des mesures en temps solaire vrai ⁽¹⁾. Les intensités calorifiques du rayonnement

(1) L'heure a pu être connue avec une grande précision, grâce aux signaux radiotélégraphiques de la Tour Eiffel qui étaient reçus quotidiennement au laboratoire du professeur Meslin, directeur de l'Institut de Physique de l'Université de Montpellier. Une correction très simple fournit l'heure locale.

solaire I sont exprimées en petites calories par centimètre carré et par minute. La polarisation P indique la proportion de lumière polarisée contenue dans la lumière diffusée par le ciel dans le vertical du Soleil et à 90° . Le produit eF de l'état hygrométrique par la pression maxima de vapeur d'eau à la température de l'atmosphère mesure la pression f_0 de la vapeur d'eau dans l'atmosphère ⁽¹⁾, au niveau du sol. (Les observations hygrométriques ont été généralement effectuées vers 9^h du matin; d'ailleurs la valeur de f_0 se maintient généralement constante au cours des belles journées.)

TABLEAU I.

Intensités		Polarisations		$eF = f_0$.
H.	I.	H.	P.	
8 décembre 1911.				
^h ^m 8.36	0,870	^h ^m 8. 0	0,74	$0,86 \times 7,9 = 6,8$
9.29	1,056	11.30	0,67	
11.49	1,117	15. 0	0,695	
14.54	0,860			
31 janvier 1912.				
9.20	0,950	8.30	0,64	$0,78 \times 4,6 = 3,6$
9.47	0,996	11.30	0,63	
10.33	1,092	14. 0	0,62	
10.52	1,105	16. 0	0,515	
11.50	1,105			
14. 6	1,008			
14.47	0,973			
15.25	0,794			
15.48	0,674			
16.12	0,545			

(1) Les mesures d'état hygrométrique ont été faites au moyen du psychromètre. Nous avons vérifié ses indications au moyen de l'hygromètre à condensation de Crova.

TABLEAU I (*suite*).

Intensités		Polarisations		$eF = f_0$.
H.	I.	H.	P.	
1 ^{er} février 1912.				
8.56 ^{h m}	0,904			$0,75 \times 4,6 = 3,45^{\text{cm}}$
9.28	1,020			
14 février 1912.				
8.36	0,961	7.30	0,74	$0,61 \times 8,7 = 5,3$
9.11	1,207	8.10	0,725	
11.19	1,298	11.45	0,69	
13.20	1,245	13. 0	0,67	
14.46	1,117	14. 0	0,62	
15 février 1912.				
8. 0	0,698	8. 0	0,64	$0,57 \times 8,1 = 4,6$
9. 0	0,967	9. 0	0,62	
10. 0	1,145	10. 0	0,62	
11. 0	1,253	11. 0	0,62	
12. 0	1,259	12. 0	0,61	
13. 0	1,193	13. 0	0,61	
14. 0	1,128			
15. 0	1,002			
15.52	0,723			
16 février 1912.				
7.58	0,723	10.10	0,57	$0,68 \times 7,3 = 5$
8.58	0,996	11.50	0,59	
9.59	1,180	13.10	0,57	
10.58	1,105	15.30	0,545	
11.53	1,105			
12.58	1,194			
13.43	1,130			
4 mars 1912.				
7.59	1,102	8. 0	0,73	$0,49 \times 10 = 4,9$
10.45	1,272	10.45	0,67	
13.18	1,296	13.20	0,67	

TABLEAU I (*suite*).

Intensités		Polarisations		$eF = f_0.$
H.	I.	H.	P.	
12 mars 1912.				
^h 8. 5 ^m	1,037	^h 8. 0 ^m	0,67	$0,89 \times 8,6 = 7,7$
10.32	1,312	9. 0	0,68	
11.47	1,354			
13 mars 1912.				
9.24	1,167	9.10	0,63	$0,59 \times 10,9 = 6,5$
10.59	1,299	11. 0	0,64	
13.36	1,207	16. 0	0,64	
4 avril 1912.				
8.37	1,225	8.20	0,68	$0,37 \times 10 = 3,7$
9.57	1,326	9.45	0,66	
12. 7	1,381	12. 0	0,62	
14.30	1,232	14. 0	0,57	
15.52	1,031	16. 0	0,57	
16.50	0,795			
6 avril 1912.				
8.27	1,136	8. 0	0,65	$0,43 \times 18,2 = 7,8$
9.51	1,232	9.50	0,57	
3. 3	1,161	11. 0	0,57	
4.35	0,848	14.45	0,63	
		16.10	0,59	
8 avril 1912.				
8.40	1,174	8. 0	0,62	$0,67 \times 15,5 = 10,4$
10. 3	1,232	10. 0	0,62	
11.28	1,285	14.30	0,62	
14.25	1,226	16.50	0,63	
16.18	1,008			
16.47	0,876			

B.

TABLEAU I (*suite*).

Intensités		Polarisations		$eF = f_0$.
H.	I.	H.	P.	
10 avril 1912.				
^h 8.29 ^m	1,278	^h 8. 0 ^m	0,66	$0,33 \times 9,6 = 3,2$ ^{cm}
9.51	1,336	10. 0	0,66	
11.39	1,381	16. 0	0,63	
14.36	1,253			
16.44	0,950			
14 avril 1912.				
8.40	1,201	8. 0	0,59	$0,45 \times 11,8 = 5,3$
10.22	1,312	15. 0	0,62	
12. 0	1,326			
15.42	1,148			
18 avril 1912.				
8.25	1,056	9. 0	0,50	$0,56 \times 12,9 = 7,2$
9.25	1,155	15. 0	0,62	
10.10	1,200			
11.12	1,225			
13.58	1,239			
19 avril 1912.				
8.27	0,996	7.55	0,53	$0,73 \times 13 = 9,5$
11.34	1,213	12. 0	0,53	
14.28	1,142	14. 0	0,53	
16. 7	0,967			
16.51	0,827			
20 avril 1912.				
8.24	1,008	7.50	0,545	$0,61 \times 14,5 = 8,88$
9.11	1,026	9. 0	0,53	
9.26	1,142	10.30	0,61	
10.43	1,245			
11.33	1,259			
13.45	1,142			

TABLEAU I (*suite*).

Intensités		Polarisations		$eF = f_0$.
H.	I.	H.	P.	
21 avril 1912.				
^h ^m 8.13	0,904	^h ^m 8.40	0,44	$0,46 \times 16,9 = 7,8$ ^{cm}
8.44	0,944	10.15	0,40	
9.38	0,968			
10.48	0,973			
2 mai 1912.				
8.37	1,196	8. 0	0,63	$0,42 \times 13,5 = 5,7$
9.14	1,248	9.30	0,63	
9.23	1,279	13.30	0,50(?)	
10.54	1,279	15.15	0,57	
11.46	1,269	16.55	0,57	
13.36	1,217	17.20	0,57	
14.27	1,173			
15.24	1,100			
17. 4	0,743			
17.19	0,630			
3 mai 1912.				
8.44	1,207	8. 0	0,62	$0,50 \times 14,7 = 7,3$
9. 4	1,219	10. 0	0,62	
10. 4	1,259	15. 0	0,63	
11.32	1,315			
12.27	1,293			
13.39	1,285			
14.44	1,239			
17.11	0,950			
11 mai 1912.				
8.46	1,056	8.30	0,50	$0,49 \times 28,6 = 14$
9.27	1,086	10.45	0,48	
10.51	1,127	15.20	0,41	
11.39	1,142			
13.45	1,049			
14.41	0,921			
15.37	0,758			

TABLEAU I (*suite*).

Intensités		Polarisations		$eF = f_0$.
H.	I.	H.	P.	
17 mai 1912.				
^h 8.19 ^m	1,259	^h 8. 0 ^m	0,63	$0,49 \times 13,8 = 6,8$ ^{cm}
9. 4	1,301	9. 0	0,59	
10.52	1,348	16. 0	0,66	
13.19	1,312			
14. 9	1,298			
14.49	1,285			
16.19	1,117			
17. 5	1,020			
18 mai 1912.				
8. 9	1,220	8. 0	0,68	$0,46 \times 15,7 = 7,2$
8.16	1,278	9.20	0,64	
10.54	1,345			
11.54	1,345			
12.23	1,304			
13.24	1,301			
15.12	1,225			
16.12	1,130			
31 mai 1912.				
14.15	1,090	14. 0	0,40	»
14.39	1,056	17. 0	0,42	
16.38	0,760			
15 juin 1912.				
8.40	1,220	8.30	0,61	$0,63 \times 20,5 = 12,9$
11. 2	1,313	15. 0	0,595	
12.10	1,333	17.30	0,68	
14.26	1,286			
15.19	1,236			
16.48	1,124			
17.34	0,996			

TABLEAU I (suite).

Intensités		Polarisations		$eF = f_0$.
H.	I.	H.	P.	
16 juin 1912.				
^h ^m		^h ^m		^a ^{cm}
9. 0	1,243	9. 0	0,64	$0,57 \times 22,3 = 12,7$
9.44	1,306	14.30	0,595	
10.38	1,326			
11. 2	1,329			
12.57	1,313			
14.15	1,259			
18 juin 1912.				
9. 0	1,246	8.45	0,67	$0,59 \times 21 = 12,3$
10.23	1,329	14.30	0,63	
11.10	1,334	17. 0	0,62	
12. 2	1,340			
13.15	1,340			
14.18	1,292			
15.35	1,204			
16.43	1,026			
19 juin 1912.				
8.42	1,191	8.30	0,57	$0,68 \times 21,3 = 14,5$
9. 4	1,226	10.15	0,57	
9.54	1,266	14.45	0,57	
11. 4	1,259	17. 0	0,48	
11.56	1,279			
14.14	1,233			
16. 1	1,044			
16.51	0,924			
20 juin 1912.				
8.56	1,014	9. 0	0,41	$0,58 \times 26,6 = 15,4$
10.28	1,120			
12. 4	1,080			
14.40	1,017			
16.29	0,806			

TABLEAU I (*suite*).

Intensités		Polarisations		$eF = f_0$.
H.	I.	H.	P.	

25 juin 1912.

^h ^m		^h ^m		
8.40	1,098	8.30	0,51	»
9.15	1,130	15. 0	0,61	
10.38	1,232			
11.50	1,299			
15.12	1,204			

25 novembre 1912.

^h ^m		^h ^m		$0,73 \times 7,1 = 5,2$ ^{cm}
9. 4	0,775	9. 0	0,52	
10.14	0,931	10.15	0,49	
12. 2	1,013	14.50	0,51	
14.15	0,859			
14.59	0,753			

26 novembre 1912.

^h ^m		^h ^m		$0,89 \times 5 = 4,4$
9. 2	0,615	9. 0	0,46	
10.19	0,827	10.25	0,42	
12. 0	0,687	12. 0	0,32	
14. 4	0,827	14. 0	0,45	

4 décembre 1912.

^h ^m		^h ^m		$0,78 \times 5 = 3,9$
9.19	0,708	9. 0	0,49	
10.15	0,779	10.25	0,46	
12.17	0,952	12. 0	0,515	
14.19	0,827	14. 0	0,545	

5 décembre 1912.

^h ^m		^h ^m		$0,74 \times 5,2 = 3,8$
9.23	0,738	9.30	0,56	
10.30	0,936	10.30	0,57	
11.33	1,026	11.40	0,57	
14.28	0,799	14. 0	0,59	

TABLEAU I (*suite*).

Intensités		Polarisations		$eF = f_0$
H.	I.	H.	P.	
7 décembre 1912.				
^h ^m 9.24	0,617	^h ^m 9.30	0,45	$0,75 \times 5,4 = 4$ ^{cm}
9.36	0,628	10.30	0,47	
10.11	0,804	12. 0	0,44	
12. 1	0,909	14. 0	0,46	
14. 9	0,749	15. 0	0,45	
15.26	0,349			
10 décembre 1912.				
9.38	0,580	9.40	0,41	$0,93 \times 5,6 = 5,2$
10.18	0,631	12. 0	0,46	
11.40	0,825	14. 0	0,40	
14.11	0,585			
11 décembre 1912.				
9.29	0,618	9.40	0,45	$0,88 \times 5 = 4,4$
9.45	0,637	12. 0	0,41	
11.47	0,776	14.30	0,37	
14.15	0,528			
13 décembre 1912.				
9.50	0,904	9.30	0,57	$0,67 \times 7,2 = 4,8$
11.22	0,998	10. 0	0,52	
15.22	0,519	15. 0	0,54	
11 mars 1913.				
8.13	0,837	8. 0	0,485	$0,72 \times 8,2 = 5,9$
8.59	0,936	9. 0	0,47	
9.23	1,019	9.30	0,47	
9.52	1,088	10. 0	0,50	
9.56	1,056	11.30	0,415	
11.20	1,105	13. 0	0,44	
13. 8	1,092	14.30	0,49	
14.30	0,996	16. 0	0,485	
15. 0	0,909			
15.50	0,796			
15.55	0,774			

TABLEAU I (*suite*).

Intensités		Polarisations		$eF = f_v$
H.	I.	H.	P.	
2 avril 1913.				
^h ^m		^h ^m		
7.22	0,738	7. 0	0,42	$0,39 \times 9,3 = 3,6$
7.39	0,818	8. 0	0,43	
8. 4	0,906	8.40	0,44	
8.40	0,979	14. 0	0,44	
9.19	1,080	14.50	0,44	
9.52	1,117	15.30	0,42	
10. 4	1,136			
10.36	1,161			
14.11	1,117			
14.45	1,053			
15. 9	0,979			
15.26	0,933			
16. 5	0,839			
16.48	0,600			
16.57	0,556			
13 avril 1913.				
7.38	0,805	7.30	0,41	$0,46 \times 8 = 3,7$
7.52	0,845	8.30	0,41	
8.15	0,924	9. 0	0,41	
8.45	0,982			
8.59	1,014			
9.22	1,080			
9.31	1,086			
10	1,102			
10.30	1,107			
11.15	1,117			
14 avril 1913.				
7.32	0,996	7.30	0,51	$0,48 \times 8,1 = 3,9$
7.41	1,014	8. 0	0,49	
7.58	1,056	9. 0	0,47	
8.15	1,095	14.30	0,47	
8.42	1,140	15.30	0,50	

TABLEAU I. (*suite*).

Intensités		Polarisations		$eF = f_0$.
H.	I.	H.	P.	

14 avril 1913 (*suite*).

^h ^m		^h ^m	
9.22	1,196	17. 0	0,49
9.59	1,245		
10. 7	1,272		
11.55	1,288		
12. 7	1,292		
13.47	1,241		
14. 5	1,213		
14.36	1,167		
15.17	1,117		
15.53	1,038		
16.20	0,945		
16.40	0,888		
17.18	0,681		

21 mai 1913.

7.54	1,031	8. 0	0,485	$0,55 \times 16,6 = 9,1$ ^{cm}
8.29	1,098	9. 0	0,485	
8.57	1,130	17. 0	0,485	
9.49	1,180			
10.22	1,193			
11.22	1,193			
12. 9	1,213			
14. 9	1,170			
14.33	1,161			
14.56	1,145			
15.26	1,102			
16.29	0,990			
17. 6	0,859			
17.20	0,805			

26 mai 1913.

7.42	0,966	7.50	0,43	$0,58 \times 20 = 11,6$
8. 4	1,020	8.30	0,45	
8.20	1,049	8.50	0,48	
8.25	1,066	9.50	0,48	

TABLEAU I (*suite*).

Intensités		Polarisations		$eF = f_0.$
H.	I.	H.	P.	

26 mai 1913 (*suite*).

^h	^m		^h	^m	
8.59		1,107	13.50		0,45
9.55		1,150	14.50		0,47
11.52		1,204	15.20		0,50
13.52		1,200			
14. 7		1,187			
14.37		1,167			
15.19		0,998			
15.26		1,031			

12 juin 1913.

8. 0	1,117	8.15	0,47	$0,60 \times 24,4 = 14,6^{\text{cm}}$
8.21	1,140	9. 0	0,515	
9. 4	1,173	11.15	0,515	
9.55	1,219	14.45	0,515	
11. 1	1,259	15.45	0,545	
11.46	1,259	16.45	0,515	
14.35	1,187	17. 0	0,54	
15.39	1,111			
16. 4	1,068			
16.32	1,026			
17. 0	0,952			

13 juin 1913.

7.44	1,092	9. 0	0,545	$0,57 \times 24,5 = 14$
7.59	1,130	10. 0	0,56	
9.16	1,217	14. 0	0,56	
9.21	1,213	15. 0	0,56	
10.16	1,250	16. 0	0,57	
10.46	1,256			
11.46	1,272			
14.36	1,196			
14.44	1,202			
15.31	1,173			
15.46	1,157			
16.24	1,105			
17. 3	1,017			

TABLEAU I (*suite*).

Intensités		Polarisations		$eF = f_0$
H.	I.	H.	P.	
14 juin 1913.				
^h ^m		^h ^m		^{cm}
7.42	1,074	7.45	0,545	$0,60 \times 24,4 = 14,6$
7.52	1,098	9.15	0,56	
8. 2	1,120	9.45	0,545	
8.48	1,191			
9.48	1,230			
10.11	1,248			
11.46	1,265			
17 juin 1913.				
7.52	0,893	7.45	0,45	$0,74 \times 23,8 = 17,6$
8.17	0,938	8.15	0,45	
9.10	1,002	9.15	0,45	
10.15	1,092	10.15	0,45	
11.15	1,111	14.15	0,45	
14.20	1,050	15.15	0,39(?)	
15.49	0,837		(nuages)	
12 juillet 1913.				
8.11	0,998	8. 0	0,465	$0,44 \times 20,5 = 9,0$
8.51	1,066	9.40	0,48	
8.58	1,053	16. 0	0,42	
9.37	1,080	17. 0	0,425	
10. 2	1,097			
10.53	1,135			
11. 0	1,165			
11.50	1,161			
14. 5	1,122			
15.52	0,848			
16.22	0,786			
16.26	0,764			
16.34	0,772			
16.39	0,748			
17. 9	0,645			
17.13	0,620			
17.25	0,559			

TABLEAU I (*suite*).

Intensités		Polarisations		$eF = f_0$
H.	I.	H.	P.	
9 octobre 1913.				
^h ^m 8.49	1,043	^h ^m 8.30	0.63	$0,59 \times 13,6 = 8,2$
9.20	1,092	9. 0	0,64	
10.15	1,115	11. 0	0,48	
11.20	1,080	(nuages)		
16 octobre 1913.				
9.40	1,046	9.10	0,55	$0,68 \times 12,8 = 8,7$
11. 3	1,075	10.30	0,55	
11.43	1,092	15.30	0,56	
15.57	0,695			
17 octobre 1913.				
9.14	0,979	9.15	0,57	$0,75 \times 12 = 9,0$
9.24	1,029	9.52	0,59	
9.52	1,082	10.30	0,58	
10.29	1,140	11.40	0,57	
11. 0	1,150	14.49	0,48	
11.40	1,167	15.15	0,50	
13.53	1,070	16. 0	0,545	
14.49	0,915	16.15	0,545	
15.16	0,862			
15.46	0,728			
15.58	0,688			
16.11	0,589			
30 octobre 1913.				
9.25	1,056	9.30		$0,71 \times 13 = 9,2$
9.54	1,117			
10.19	1,155			
14 novembre 1913.				
8.46	0,866	8.45	0,65	$0,55 \times 9,5 = 5,2$
8.56	0,909	9.10	0,65	
9.12	1,003	10.10	0,62	

TABLEAU I (*suite*).

Intensités		Polarisations		$eF = f_0$.
H.	I.	H.	P.	

14 novembre 1913 (*suite*).

^b ^m		^h ^m	
9.37	1,062	10.50	0,64
10. 9	1,107	11.40	0,63
10.13	1,112		
10.52	1,161		
10.41	1,207		

19 novembre 1913.

7.54	0,412	8. 0	0,65
8. 3	0,536	8.30	0,64
8.15	0,630	12.15	0,60
8.33	0,784	14.30	0,61
8.41	0,789	15.20	0,64
12.15	1,173	15.50	0,63
12.20	1,150		
14.24	0,990		
14.47	0,904		
15.20	0,762		
15.43	0,622		
15.46	0,598		

20 novembre 1913.

7.53	0,357	8. 0	0,63	$0,72 \times 9,3 = 6,7^{\text{cm}}$
8. 2	0,485	10. 0	0,52	
8.27	0,702	11.15	0,57	
9.46	0,846	11.40	0,59	
10.26	1,020	13.59	0,59	
11. 3	1,086	15.10	0,58	
11.15	1,111	15.50	0,57	
11.40	1,117			
13.59	0,990			
15. 3	0,768			
15.10	0,749			
15.22	0,685			
15.47	0,475			

TABLEAU I (*suite*).

Intensités		Polarisations		$eF = f_0$
H.	I.	H.	P.	

26 novembre 1913.

$8.45^{\text{h}}_{\text{m}}$	0,689	$8.15^{\text{h}}_{\text{m}}$	0,60	$0,79 \times 7,4 = 5,8^{\text{cm}}$
9. 2	0,751	8.45	0,60	
9.15	0,810	10.38	0,55	
9.48	0,933	12. 4	0,60	
10.38	0,833	14.26	0,57	
12. 2	1,031			
12. 8	1,049			
14.19	0,898			
14.26	0,879			

29 novembre 1913.

8.35	0,776	8.30	0,67	$0,81 \times 8,4 = 6,8$
9.25	0,979	9.30	0,63	
9.33	0,979	10.20	0,57	
10.19	0,956	11.50	0,58	
11.47	1,063	14.10	0,61	
11.52	1,086	15. 0	0,595	
14. 5	1,006	15.30	0,60	
14.12	0,982			
14.45	0,818			
14.51	0,803			
15.19	0,662			
15.26	0,615			
15.33	0,561			
15.44	0,471			

1^{er} décembre 1913.

8.27	0,523	8.30	0,60	$1 \times 5,2 = 5,2$
8.58	0,679	9. 0	0,61	
9. 2	0,728	12.0	0,49	
11.57	0,950	12.15	0,56	
12.12	0,999	14. 3	0,60	
14. 3	0,839	14.30	0,56	
14.12	0,800	15. 0	0,59	

TABLEAU I (*suite*).

Intensités		Polarisations		$eF = f_0$.
H.	I.	H.	P.	

1^{er} décembre 1913 (*suite*).

h m		h m	
14.19	0,745	15.40	0,51
14.26	0,741		
15. 9	0,607		
15.13	0,584		
15.38	0,471		
15.41	0,396		

2 décembre 1913.

11.40	0,882	11.40	0,56	$0,94 \times 5,5 = 5,2$ ^{cm}
14.12	0,701	14.15	0,45	
15.40	0,481	15.40	0,62	

8 décembre 1913.

8.44	0,666	8.45	0,57	$0,50 \times 8,1 = 4,05$
9. 0	0,685	10. 0	0,60	
9.36	0,864	12. 0	0,63	
9.43	0,915	15. 0	0,62	
9.51	0,947			
9.59	0,990			
11.51	1,102			
11.58	1,077			
15.11	0,619			
15.14	0,615			

13 décembre 1913.

10. 5	0,979	14. 0	0,66	$0,65 \times 7,7 = 5,0$
11.43	1,142			
11.50	1,140			
13.53	1,051			
14. 0	1,043			
15. 0	0,846			
15.12	0,792			
15.18	0,756			

TABLEAU I (*suite*).

Intensités		Polarisations		$eF = f_0.$
H.	I.	H.	P.	

15 décembre 1913.

^h ^m 8.40	0,666	^h ^m 8.50	0,63	$0,55 \times 6,6 = 3,6^{\text{cm}}$
8.51	0,745	10. 0	0,61	
9.14	0,870	11.50	0,57	
9.18	0,882	13.50	0,59	
9.44	0,967	15.20	0,61	
9.51	0,961			
9.55	0,966			
11.40	1,038			
11.53	1,066			
13.46	0,984			
13.53	0,979			
14.28	0,850			
15. 9	0,695			
15.15	0,669			
15.23	0,617			
15.35	0,522			

16 décembre 1913.

8.21	0,437	8.20	0,64	$0,70 \times 7,3 = 5,1$
8.26	0,470	9.30	0,64	
9.33	0,914	11.50	0,64	
11.42	1,115	14. 0	0,66	
13.52	1,051	15. 0	0,67	
14.00	1,041			
14. 7	1,021			
14.41	0,961			
14.44	0,952			
15.13	0,816			
15.39	0,607			
15.42	0,596			

18 décembre 1913.

8.50	0,587	8.50	0,59	$0,52 \times 8,3 = 4,3$
9. 3	0,647	9. 5	0,58	
9.12	0,683	9.35	0,57	

TABLEAU I (*suite*).

Intensités		Polarisations		$eF = f_0$
H.	I.	H.	P.	

18 décembre 1913 (*suite*).

^h ^m		^h ^m	
9.35	0,784	9.50	0,545
9.50	0,821	11.30	0,545
10.27	0,924		
10.34	0,944		
11.33	0,975		

(le temps se couvre)

22 décembre 1913.

8.56	0,758	9. 0	0,63	$0,91 \times 5,5 = 5,0^{\text{cm}}$
9. 6	0,796	9.30	0,62	
9.32	0,824	10. 0	0,57	
10. 7	0,991	14. 0	0,47	
14. 7	0,759	15. 0	0,53	
14.17	0,768			
14.24	0,695			
15. 4	0,575			
15.26	0,418			
15.33	0,378			
15.35	0,371			

26 décembre 1913.

14.12	0,816	14.15	0,52	$0,58 \times 5,1 = 2,9$
-------	-------	-------	------	-------------------------

2 janvier 1914.

8.46	0,437	8.40	0,515	$1 \times 3,9 = 3,9$
9.11	0,569	9.10	0,515	
10.19	0,738	10. 0	0,50	
11.14	0,895	11. 0	0,50	
14.18	0,731	14.30	0,53	
14.26	0,672	14.50	0,53	
14.31	0,682			
14.54	0,529			
15. 7	0,509			
15.23	0,413			

B.

3

TABLEAU I (*suite*).

Intensités		Polarisations		$eF = f_0$
H.	I.	H.	P.	
14 janvier 1914.				
^h ^m		^h ^m		^{cm}
9.46	0,659	9.30	0,42	< 3,9
9.56	0,703	10. 0	0,40	
10. 6	0,723	11.20	0,375	
11.12	0,827	13.40	0,41	
11.26	0,852	14.20	0,41	
13.45	0,725			
13.50	0,758			
14.23	0,683			
14.30	0,668			
19 janvier 1914.				
9. 0	0,541	9. 0	0,47	< 3,9
9. 7	0,576	9.50	0,43	
9.18	0,602	10.40	0,45	
9.47	0,721	10.50	0,42	
9.55	0,760	11.15	0,41	
10.40	0,843	14. 0	0,43	
10.48	0,870	15.25	0,44	
11.15	0,904			
11.21	0,926			
13.37	0,786			
13.44	0,792			
14.43	0,571			
15. 2	0,571			
15.30	0,344			
20 janvier 1914.				
8.13	0,431	8. 0	0,52	< 4,
8.32	0,480	8.30	0,49	
8.34	0,524	9.16	0,48	
8.36	0,529	10. 3	0,46	
9.20	0,800	11.20	0,44	
9.29	0,822	13.44	0,39	
10. 7	0,879	13.53	0,41	

TABLEAU I (*suite*).

Intensités		Polarisations		$eF = f_0$.
H.	I.	H.	P.	

20 janvier 1914 (*suite*).

^h _h ^m _m		^h _h ^m _m	
10.14	0,881	14.50	0,46
11. 9	0,977		
13.57	0,816		
14. 4	0,805		
14.54	0,675		
14.58	0,651		

21 janvier 1914.

9.54	0,837	9.50	0,485	^{cm} < 4,3
9.58	0,865	10. 0	0,47	
10. 6	0,879	11.15	0,45	
11.19	0,982	13.30	0,50	
11.25	1,008	14.00	0,515	
13.40	0,897	15. 0	0,545	
14. 9	0,882	15.40	0,57	
14.18	0,855			
14.24	0,812			
14.58	0,709			
15. 5	0,713			
15.41	0,477			
15.48	0,421			

23 janvier 1914.

9.13	0,705	8. 0	0,50	< 3,9
9.19	0,762	9. 0	0,51	
9.37	0,766	9.15	0,48	
9.38	0,778	9.30	0,485	
10.33	0,922	10.30	0,45	
10.37	0,867	11.10	0,44	
10.40	0,876	13.26	0,44	
11.14	0,906	13.30	0,45	
13.31	0,927	14.12	0,45	
14.16	0,729	15.23	0,51	
14.22	0,675	15.41	0,52	
15.27	0,406			
15.35	0,354			

TABLEAU I (*suite*).

Intensités		Polarisations		$eF = f_0$.
H.	I.	H.	P.	
3 mars 1914.				
^h ^m °		^h ^m		
7.22	0,632	7.15	0,58	"
8.22	0,950	7.30	0,59	
8.31	0,982	8.24	0,55	
8.57	1,051	11. 6	0,47	
11. 9	1,246			
11.16	1,254			

12 mars 1914.				
7.12	0,741	7.15	0,69	$0,45 \times 10,4 = 4,7^{\text{cm}}$
7.18	0,796	7.40	0,66	
7.40	0,947	8.36	0,67	
8.16	1,087	9.22	0,67	
8.45	1,123	10.25	0,63	
8.49	1,175	11.10	0,57	
9. 2	1,202			
9.31	1,248			
9.39	1,272			
10.18	1,309			

13 mars 1914.				
7.22	0,835	7.20	0,70	$0,52 \times 13,4 = 7,0$
8.55	1,147	8.50	0,67	
9. 1	1,170	10. 0	0,66	
10. 5	1,253			
10.17	1,269			
10.24	1,277			
10.51	1,277			
10.56	1,290			

31 mars 1914.				
7.30	0,776	7.20	0,54	"
7.36	0,818	8.10	0,53	
7.54	0,873	9. 5	0,53	
8.17	0,947	11. 0	0,52	
9. 0	1,020	13. 0	0,52	

TABLEAU I (suite).

Intensités		Polarisations		$eF \doteq f_0$.
H.	I.	H.	P.	
31 mars 1914 (suite).				
^h ^m		^h ^m		
9. 9	1,048	14.15	0,52	
10.15	1,117	14.55	0,57	
10.25	1,130			
11. 5	1,170			
13.22	1,155			
14.11	1,068			
14.21	1,043			
15. 3	1,046			
15.14	1,006			
15.23	0,986			
22 mai 1914.				
7.46	1,008	7.45	0,57	$0,46 \times 25,1 = 11,5$ ^{cm}
7.49	0,996	8.50	0,57	
8.50	1,087	10.50	0,54	
10.43	1,213	11.30	0,595	
11.34	1,245	14.40	0,595	
14.40	1,206			
3 juin 1914.				
7.14	0,882	7.50	0,51	»
7.45	0,985	8.15	0,52	
8.29	1,086	9.50	0,52	
10. 8	1,180	11.50	0,57	
12. 8	1,280	13.19	0,59	
13.35	1,264	14. 0	0,57	
13.37	1,259	15.30	0,56	
14.17	1,222	16. 0	0,54	
15.45	1,077	18. 0	0,54	
16.28	0,982			
17.22	0,748			
18.14	0,471			
24 juin 1914.				
8.52	1,272	8.50	0,68	»
10.15	1,320	10.15	0,68	
11.28	1,307	11.30	0,67	
14.50	1,272	15. 0	0,68	

TABLEAU I (*suite et fin*).

Intensités		Polarisations		$eF = f_v$
H.	I.	H.	P.	
25 juin 1914.				
^h 11.31 ^m	1,354	^h 11.30 ^m	0,66	»
29 juin 1914.				
7.43	0,915	7.50	0,50	»
9.10	1,068	9.10	0,53	
10.40	1,105	10.40	0,50	
30 juin 1914.				
7.34	0,888	7.30	0,51	»
8. 9	0,956	9.50	0,515	
9.49	1,105	11.10	0,515	
11.12	1,105	15.12	0,51	
15.12	1,008			
17.15	0,723			
10 juillet 1914.				
7.43	1,095	7.50	0,64	»
9.46	1,246	9.50	0,64	
11.46	1,290	11.50	0,66	
14.10	1,254	14.10	0,63	
18. 7	0,820			
11 juillet 1914.				
7.57	1,180	8. 0	0,65	»
9.40	1,277	9.40	0,62	
10.55	1,265	11. 0	0,61	
14. 2	1,264	14. 0	0,66	
13 juillet 1914.				
7.59	1,029	8. 0	0,545	»
10. 7	1,145	10. 0	0,53	
14 juillet 1914.				
8. 6	0,984	8. 0	0,53	»

CHAPITRE IV.

Examen des résultats obtenus.

6. Nous avons d'abord tracé sur un même graphique les courbes horaires des calories relatives à des journées peu éloignées. Dans ces conditions les épaisseurs atmosphé-

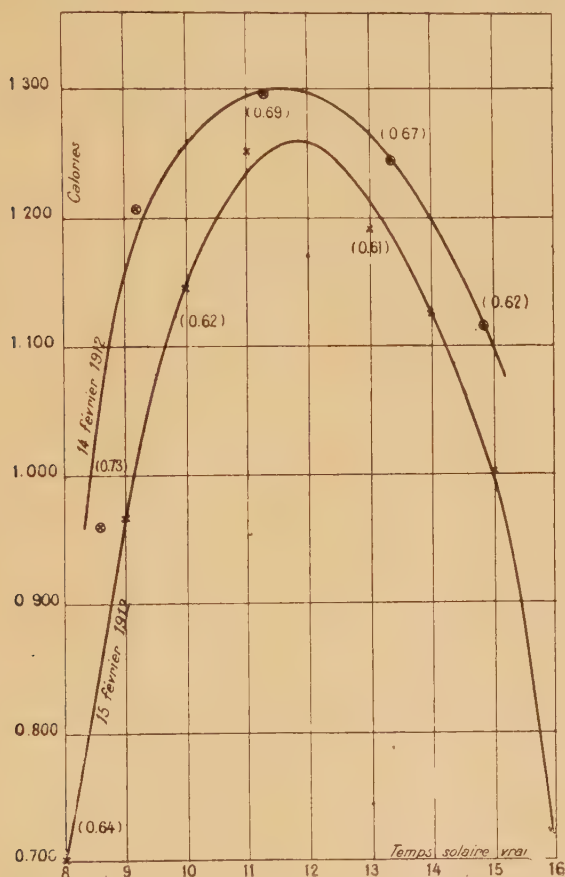


Fig. 3. — COURBES I (14 et 15 février 1912). Les chiffres mis entre parenthèse sur ces courbes et les suivantes indiquent la valeur de la polarisation.

riques traversées aux mêmes heures sont très voisines et peuvent être considérées comme identiques. Les courbes permettent alors de comparer les intensités reçues pour des épaisseurs atmosphériques égales et de voir comment varie, qualitativement, le degré de transparence de l'atmosphère pour ces journées voisines.

Voici les remarques que suggère l'examen de quelques-unes de ces courbes :

COURBES I (14 et 15 février 1912). — La courbe des calories du 14 février est tout entière au-dessus de celle

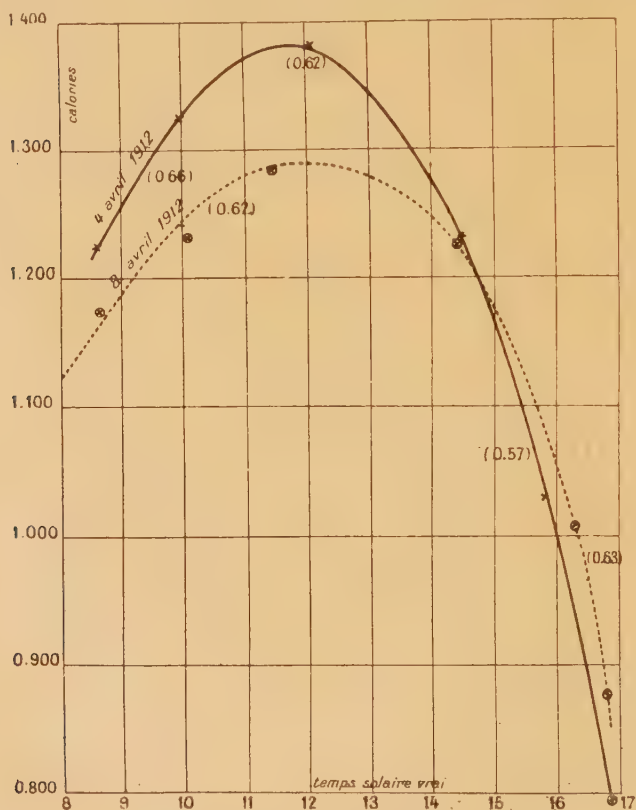


Fig. 4. — COURBES II (4 et 8 avril 1912).

du 15 février. En même temps, si l'on se reporte aux observations du 14 et du 15 février, on voit que la polarisation a, le 14 février, une valeur nettement supérieure à celle qu'elle prend, aux mêmes heures, le 15 février.

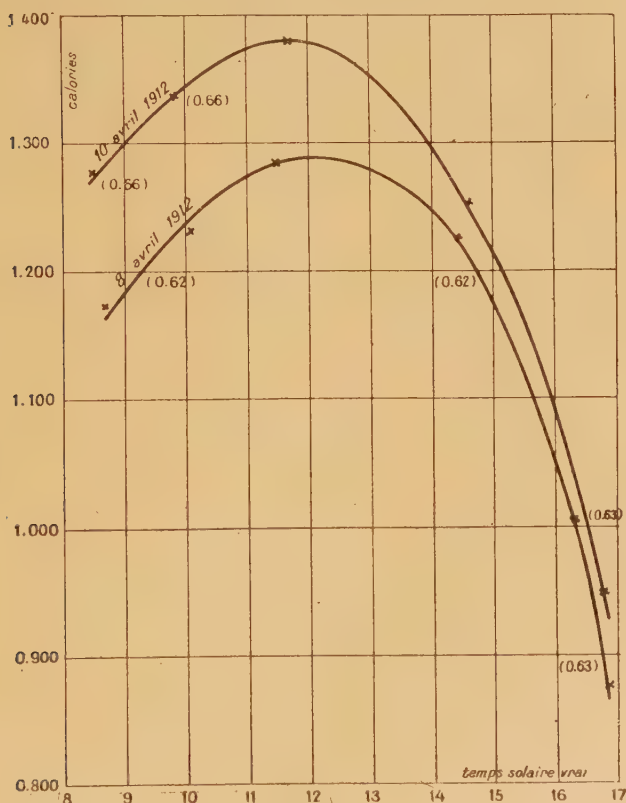


Fig. 5. — COURBES III (8 et 10 avril 1912).

La courbe du 14 février n'est pas symétrique par rapport à l'ordonnée de 12 heures ; elle est très surbaissée l'après-midi. Corrélativement, on peut remarquer que la polarisation diminue régulièrement depuis le matin et qu'elle est beaucoup plus faible à 14^h qu'à 7^h 30^m (0,62 au lieu de 0,74).

La courbe du 15 février est à peu près symétrique. La polarisation conserve une valeur sensiblement constante.

COURBES II (4 et 8 avril 1912). — La courbe du 4 avril, d'abord au-dessus de celle du 8 avril, la coupe et passe au-dessous vers 14^h 30^m. La polarisation du 4 avril, d'abord supérieure à celle du 8, diminue et devient inférieure.

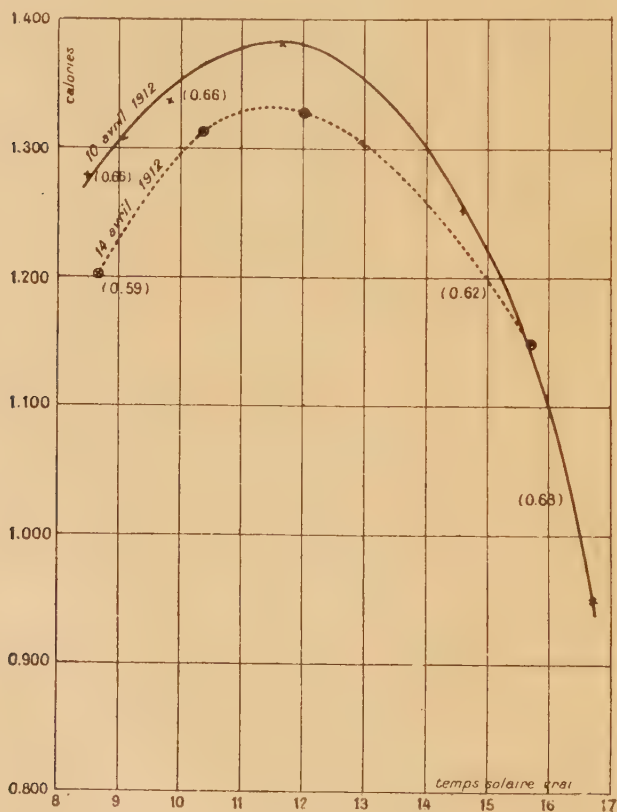


Fig. 6. — COURBES IV (10 et 14 avril 1912).

La courbe du 4 avril, qui correspond à des valeurs de la polarisation nettement décroissantes depuis le matin,

est dissymétrique. Le 8 avril, la polarisation demeure constante et la courbe est approximativement symétrique.

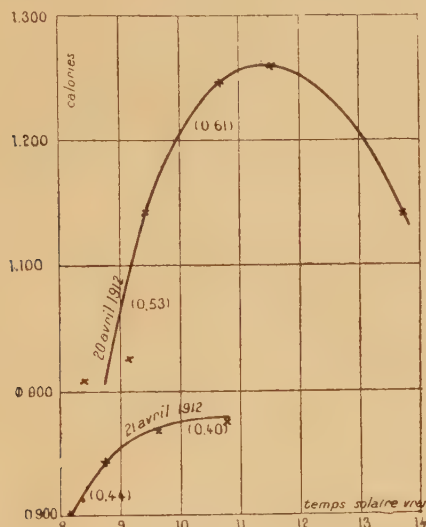


Fig. 7. — COURBES V (20 et 21 avril 1912).

COURBES III (8 et 10 avril 1912). — La courbe du 10 avril, nettement au-dessus de celle du 8 avril dans la matinée, tend ensuite vers celle-ci. Les polarisations suivent des variations analogues.

La courbe du 10 avril, qui correspond à des valeurs de la polarisation décroissantes depuis le matin, est dissymétrique.

COURBES IV (10 et 14 avril 1912). — La courbe du 14 avril est, dans la matinée, au-dessous de la courbe du 10 avril. Les deux courbes se rapprochent dans l'après-midi. Les polarisations, d'abord différentes, prennent des valeurs très voisines dans l'après-midi.

COURBES V (20 et 21 avril 1912). — Le 21 avril la polarisation a une valeur très faible. Aussi les quelques points

que nous avons pu obtenir donnent-ils une courbe située bien au-dessous de la courbe du 20 avril. Vers 11^h le temps se couvre et il devient impossible de faire des mesures.

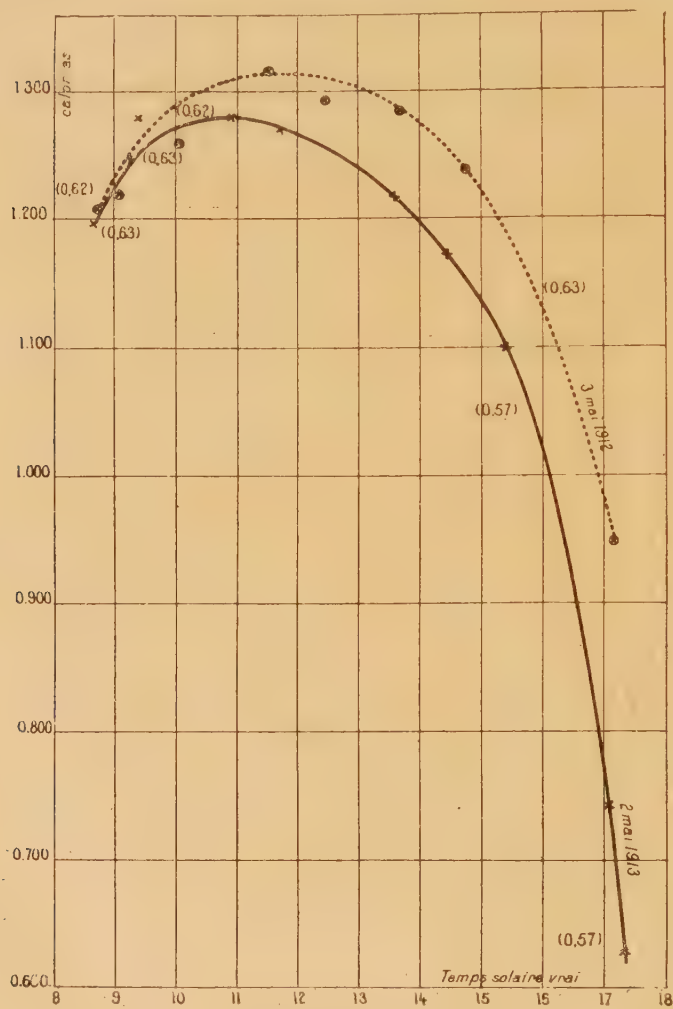


Fig. 8. — COURBES VI (2 et 3 mai 1912).

COURBES VI (2 et 3 mai 1912). — La courbe du 2 mai coïncide presque, le matin, avec celle du 3 mai; l'après-

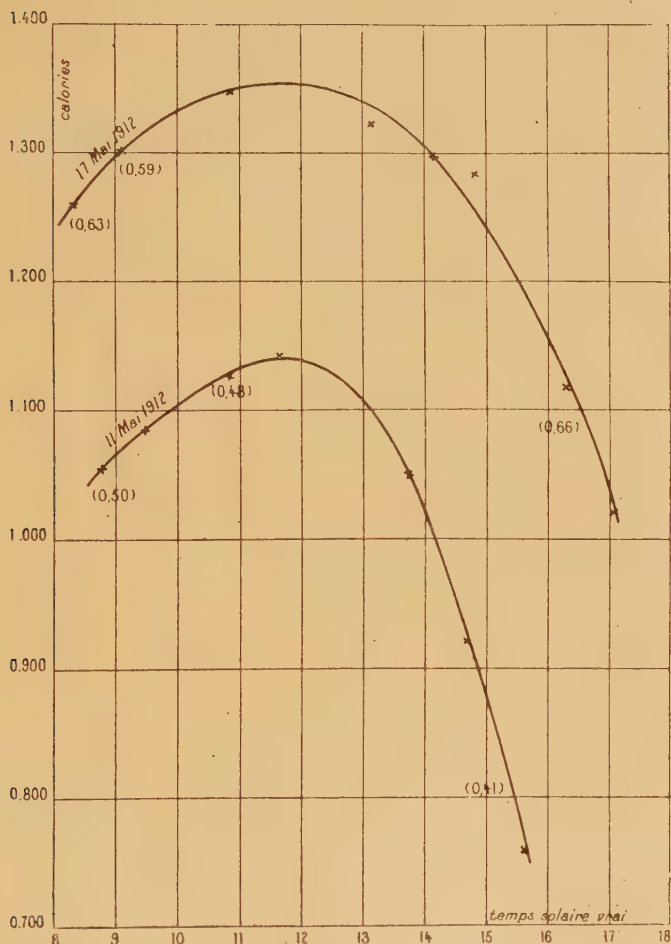


Fig. 9. — COURBES VII (11 et 17 mai 1912).

midi, elle est nettement au-dessous. La polarisation du 2 mai, d'abord égale à celle du 3 mai, décroît et devient ensuite très inférieure.

La courbe du 2 mai est nettement aplatie l'après-midi.

COURBES VII (11 et 17 mai 1912). — La courbe du 11 mai se place bien au-dessous de celle du 17 mai. Les polarisations suivent des variations analogues.

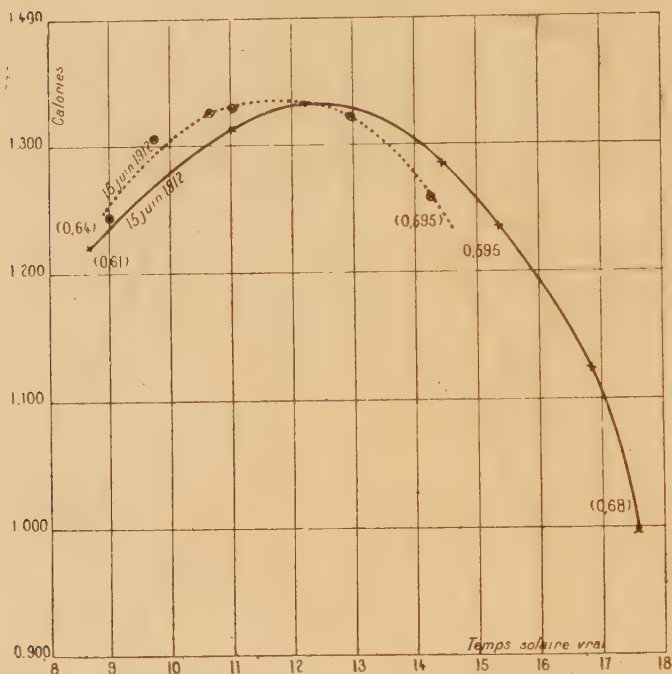


Fig. 10. — COURBES VIII (15 et 16 juin 1912).

Les quelques points déterminés le 31 mai dans l'après-midi se placent bien au-dessous de la courbe du 17 mai; corrélativement, la polarisation a une valeur très faible. Nous n'avons pas représenté les points du 31 mai afin d'éviter les confusions avec ceux du 11 mai qui seraient très voisins. D'ailleurs la comparaison directe des courbes horaires du 11 mai et du 31 mai ne serait plus très légitime, les épaisseurs traversées, aux mêmes heures, n'étant pas comparables.

COURBES VIII (15 et 16 juin 1912). — La courbe du 16 juin, d'abord au-dessus de celle du 15 juin, passe ensuite au-dessous. La polarisation du 16 juin, d'abord supérieure, devient inférieure à celle du 15 juin.

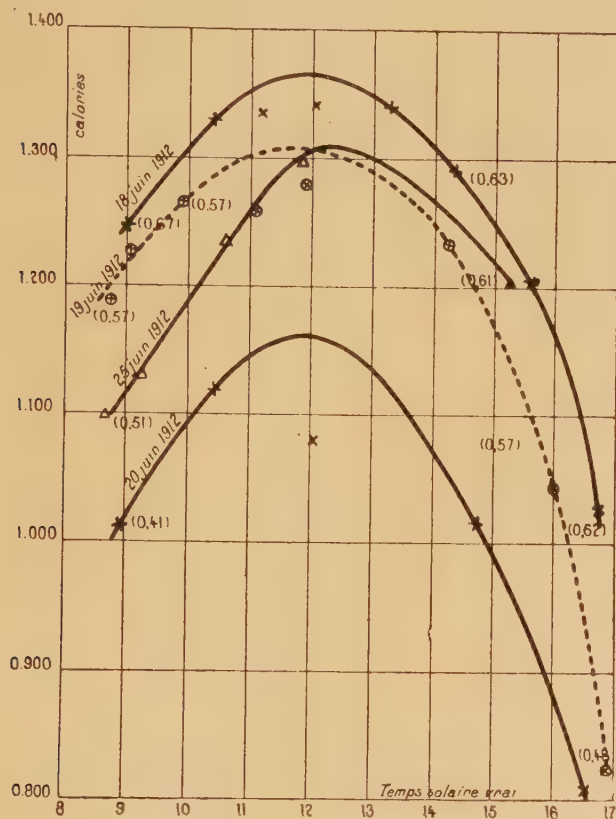


Fig. 11. — COURBES IX (18, 19, 20 et 25 juin 1912).

COURBES IX (18, 19, 20 et 25 juin 1912). — Les courbes se placent dans l'ordre des polarisations. A remarquer la courbe du 25 juin : la polarisation, d'abord inférieure à celle du 19 juin, devient supérieure ; la courbe des calories, d'abord au-dessous, passe en dessus.

COURBES X (25 et 26 novembre 1912). — Les courbes se placent dans l'ordre des polarisations.

A remarquer, le 26 novembre, le point déterminé à 12^h, qui est extrêmement bas. Il lui correspond une valeur très faible de la polarisation.

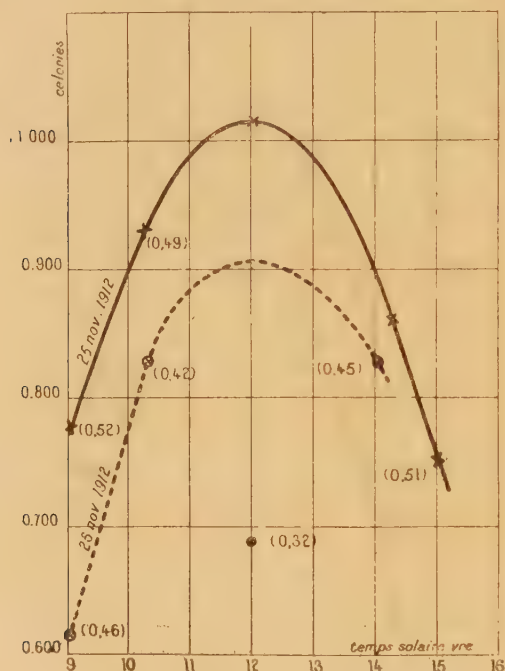


Fig. 12. — COURBES X (25 et 26 novembre 1912).

COURBES XI (4, 5 et 7 décembre 1912) et XII (10, 11 et 13 décembre 1912). — Les courbes se placent dans l'ordre des polarisations.

On pourrait multiplier les exemples et considérer tous les couples de journées voisines pour lesquelles les observations ont été faites. Une conclusion très nette se dégage des comparaisons effectuées : *Le pouvoir absorbant de l'atmosphère, pour des journées voisines, varie en*

sens inverse de la polarisation; il augmente, par exemple, lorsque la polarisation diminue.

La valeur de la pression de la vapeur d'eau à la surface du sol ne semble jouer qu'un rôle secondaire et que nos expériences ne mettent pas nettement en évidence. Toute-

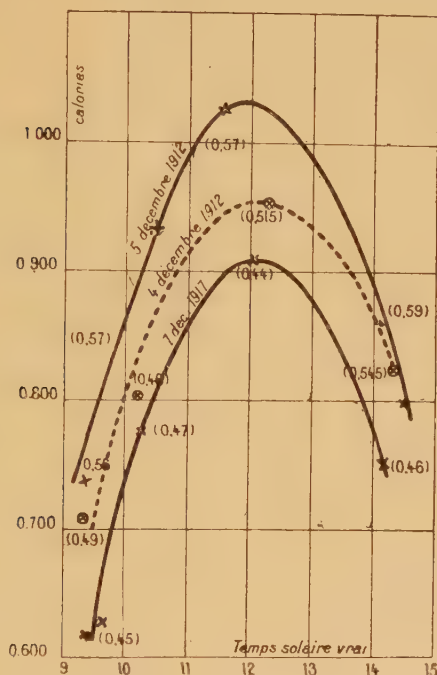


Fig. 13. — COURBES XI (4, 5 et 7 décembre 1912).

fois, lorsque les polarisations sont voisines, la plus grande transparence semble correspondre aux valeurs les plus faibles de la pression de la vapeur d'eau (courbes XIII, 12 et 13 mars 1914), ce à quoi on pouvait s'attendre vu l'intensité notable des radiations infra-rouges dans le rayonnement solaire.

La simple inspection des courbes que nous avons tracées montre donc l'importance, pour l'étude de l'absorption

atmosphérique, des modifications que révèlent les mesures de polarisation.

Ces modifications, qui influent sur la polarisation, sont-elles les seules importantes? Rien n'est moins sûr. Dans tous les cas, les comparaisons précédentes ne permettent pas de l'affirmer. Elles portent sur des journées trop

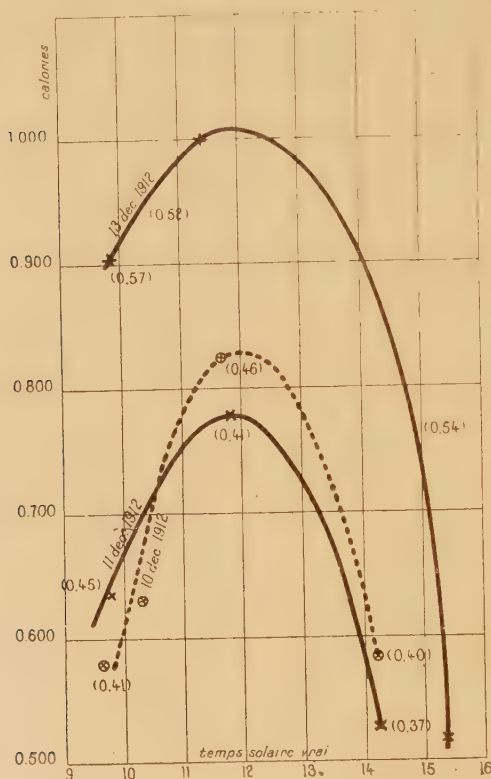


Fig. 14. — COURBES XII (10, 11 et 13 décembre 1912).

voisines; et les causes susceptibles de faire varier le pouvoir absorbant de l'atmosphère sans influencer sur la polarisation pourraient demeurer sensiblement identiques pour des journées voisines. En particulier, si la présence de sub-

stances ayant une absorption sélective jouait un rôle dans l'absorption, il se pourrait que la proportion de ces substances dans l'atmosphère demeurât constante pour des journées voisines.

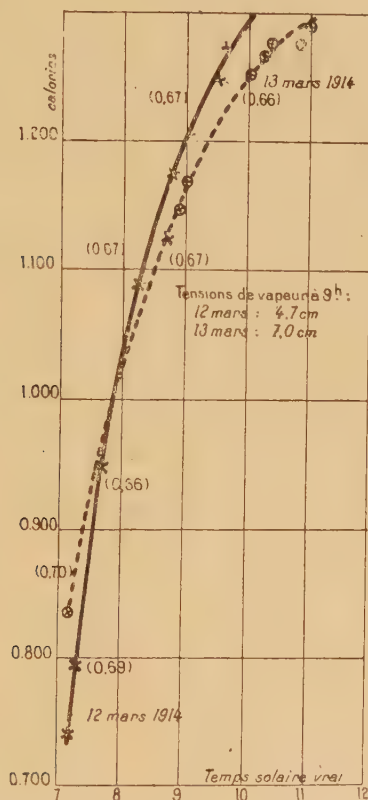


Fig. 15. — COURBES XIII (12 et 13 mars 1914).

Pressions de la vapeur d'eau à 9h : 12 mars = 4^{cm},7; 13 mars = 7^{cm},0.

7. Les comparaisons deviendraient plus concluantes si elles pouvaient porter sur toute une année. Mais alors on se heurte à une difficulté : quand on prend des journées éloignées entre elles de plus d'une semaine les épaisseurs atmosphériques traversées aux mêmes heures

deviennent trop différentes pour que la comparaison des courbes horaires puisse fournir un résultat précis.

Nous avons relevé sur ces courbes les ordonnées qui correspondent aux différentes heures de la journée et calculé les épaisseurs atmosphériques traversées à ces mêmes heures. Diverses formules peuvent être utilisées à cet effet ⁽¹⁾. En réalité, comme les épaisseurs que nous avons envisagées n'ont jamais été bien grandes, toutes les formules donnent des résultats sensiblement concordants. Nous avons mis à profit le Tableau des épaisseurs horaires moyennes correspondant aux différentes semaines, pour Montpellier, qui se trouve dans un Mémoire de M. J. Loisel ⁽²⁾.

Le Tableau II résume les calculs. Il donne aux différentes heures H, la polarisation P, l'épaisseur traversée $\mathcal{E}$ et l'intensité calorifique I de la radiation. La valeur de l'intensité à 12^h a été volontairement omise : à cause de la dépression que présentent toujours, à Montpellier, vers midi, les courbes horaires des calories, cette valeur est mal déterminée et n'a pas de signification nette. La dernière colonne contient la valeur d'un certain coefficient p qui peut servir à caractériser la transmissibilité de l'atmosphère et dont la signification sera précisée plus loin.

TABLEAU II.

H.	P.	$\mathcal{E}$.	I.	p .
14 février 1912.				
^h 9.....	0,72	2,85	1,150	0,52
10.....	0,71	2,16	1,276	
11.....	0,70	1,87	1,300	0,19
13.....	0,67	1,87	1,264	0,57
14.....	0,62	2,16	1,200	
15.....	»	2,85	1,080	0,53

⁽¹⁾ RADAU, *Actinométrie*, p. 20. Paris, Gauthier-Villars, 1877.

⁽²⁾ J. LOISEL, *Thèse*, n° 1294, p. 50. Paris, 1908.

TABLEAU II (suite).

H.	P.	É.	I.	p.
15 février 1912.				
9.....	0,62	2,85	1,015	
10.....	0,62	2,16	1,185	1,00
11.....	0,62	1,87	1,255	0,64
13.....	0,61	1,87	1,215	
14.....	»	2,16	1,135	0,71
15.....	»	2,85	1,000	0,64
8 avril 1912.				
8.....	0,62	2,16	1,125	
9.....	»	1,64	1,190	0,31
10.....	0,62	1,38	1,245	0,43
11.....	»	1,25	1,282	0,52
13.....	»	1,25	1,280	
14.....	0,62	1,38	1,246	0,48
15.....	»	1,64	1,176	0,55
16.....	0,63	2,16	1,054	0,60
2 mai 1912.				
13.....	0,50 (?)	1,16	1,240	
14.....	»	1,26	1,196	0,80
15.....	0,57	1,47	1,134	0,60
16.....	0,57	1,87	1,020	0,70
17.....	0,57	2,72	0,790	0,98
3 mai 1912.				
13.....	»	1,16	1,304	
14.....	»	1,26	1,276	0,48
15.....	0,63	1,47	1,220	0,50
16.....	»	1,87	1,130	0,51
17.....	»	2,72	0,984	0,53
11 mai 1912.				
13.....	»	1,14	1,108	
14.....	»	1,24	1,020	1,81
15.....	0,41	1,43	0,874	1,89

TABLEAU II (*suite*).

H.	P.	£.	L.	p.
18 juin 1912.				
^h 13.....	»	1,09	1,348	
14.....	0,63	1,18	1,308	0,72
15.....	»	1,34	1,246	0,67
16.....	»	1,65	1,160	0,57
19 juin 1912.				
13.....	»	1,09	1,290	
14.....	0,57	1,18	1,248	0,78
15.....	»	1,34	1,168	0,93
16.....	»	1,65	1,044	0,90
17.....	0,48	»	»	
5 décembre 1912.				
10.....	0,56	3,19	0,868	
11.....	0,57	2,62	0,994	0,92
13.....	0,57	2,62	0,986	
14.....	0,59	3,19	0,884	0,73
7 décembre 1912.				
10.....	0,46	3,19	0,740	
11.....	0,46	2,62	0,856	0,99
13.....	»	2,62	0,876	
14.....	0,46	3,19	0,776	0,82
15.....	0,45	4,80	0,560	1,00
11 mars 1913.				
9.....	0,47	2,12	0,958	
10.....	0,50	1,71	1,068	0,76
11.....	0,44	1,52	1,106	0,49
13.....	0,44	1,52	1,097	
14.....	0,48	1,71	1,030	0,89
15.....	0,48	2,12	0,917	0,82
16.....	0,48	3,14	0,764	0,66

TABLEAU II (*suite*).

H.	P.	C.	I.	p.
2 avril 1913.				
8..... ^h	0,44	2,38	»	0,81
9.....	»	1,75	1,034	0,77
10.....	»	1,46	1,130	0,62
11.....	»	1,32	1,172	
13.....	»	1,32	1,168	0,65
14.....	0,44	1,46	1,124	0,93
15.....	0,44	1,75	1,010	0,92
16.....	»	2,38	0,838	

13 avril 1913.

8.....	0,41	2,13	0,870	0,88
9.....	0,41	1,62	1,020	0,70
10.....	»	1,36	1,098	0,71
11.....	»	1,24	1,116	

14 avril 1913.

8.....	0,49	2,13	1,062	0,40
9.....	0,47	1,62	1,166	0,73
10.....	»	1,36	1,224	0,84
11.....	»	1,24	1,282	
13.....	»	1,24	1,272	0,77
14.....	»	1,36	1,218	0,67
15.....	0,49	1,62	1,138	0,67
16.....	»	2,13	1,010	0,73
17.....	0,49	3,35	0,794	

21 mai 1913.

9.....	0,48	1,39	1,132	0,68
10.....	»	1,21	1,194	0,25
11.....	»	1,11	1,208	
13.....	»	1,11	1,202	0,44
14.....	»	1,21	1,178	0,46
15.....	»	1,39	1,136	0,55
16.....	0,48	1,73	1,056	

TABLEAU II (*suite*).

H.	P.	C.	I.	p.
17 juin 1913.				
^h 9.....	0,45	1,35	1,004	
10.....	0,45	1,18	1,078	0,94
11.....	»	1,09	1,116	0,81
13.....	»	1,09	1,094	
14.....	0,45	1,18	1,034	0,74
15.....	0,39	1,35	0,950	0,87

13-14 juin 1913.

9.....	0,56	1,35	1,198	
10.....	0,56	1,18	1,241	0,47
11.....	»	1,09	1,262	0,40
13.....	»	1,09	1,254	
14.....	0,56	1,18	1,228	0,49
15.....	0,56	1,35	1,192	0,39
16.....	0,56	1,65	1,138	0,32
17.....	»	2,25	1,028	0,57

12 juillet 1913.

9.....	0,48	1,37	1,062	
10.....	»	1,19	1,116	0,63
11.....	»	1,10	1,155	0,81
13.....	»	1,10	1,160	
14.....	»	1,19	1,126	0,71
15.....	»	1,37	1,034	1,08
16.....	0,42	1,67	0,860	1,54
17.....	0,425	2,31	0,670	1,26

17 octobre 1913.

10.....	0,58	1,98	1,093	
11.....	0,57	1,74	1,154	0,65
13.....	»	1,74	1,134	
14.....	»	1,98	1,052	0,89
15.....	0,48	2,55	0,940	0,64
16.....	0,545	4,09	0,667	0,95

TABLEAU II (suite).

H.	h.	l.	p.
19 novembre 1913.			
8.....	0,65	8,57	0,495
9.....	»	3,95	0,914
10.....	»	2,78	1,066
11.....	»	2,34	1,138
13.....	»	2,34	1,134
14.....	0,625	2,78	1,058
15.....	»	3,95	0,834
20 novembre 1913.			
10.....	0,52	2,81	0,918
11.....	0,57	2,36	1,088
13.....	»	2,36	1,088
14.....	0,59	2,81	0,980
15.....	0,58	4,00	0,786
26 novembre 1913.			
9.....	0,60	4,33	0,758
10.....	0,58	2,96	0,955
11.....	0,58	2,49	1,025
13.....	»	2,49	1,007
14.....	0,57	2,96	0,931
29 novembre 1913.			
9.....	0,65	4,50	0,876
10.....	0,57	3,04	1,034
11.....	»	2,53	1,074
13.....	»	2,53	1,068
14.....	0,61	3,04	1,006
15.....	0,595	4,50	0,768
1 ^{er} décembre 1913.			
9.....	0,61	4,58	0,720
10.....	»	3,07	0,918
11.....	»	2,55	0,990
13.....	»	2,55	0,966
14.....	0,60	3,07	0,846
15.....	0,59	4,58	0,654

TABLEAU II (*suite et fin*).

H.	P.	É.	I.	p.
8 décembre 1913.				
9..... ^h	0,57	4,87	0,685	
10.....	0,60	3,21	0,984	1,09
11.....	»	2,64	1,074	0,60
13.....	»	2,64	1,072	
14.....	»	3,21	0,974	0,65
15.....	0,62	4,87	0,736	0,84
13 décembre 1913.				
13.....	»	2,70	1,114	
14.....	0,66	3,29	1,044	0,43
15.....	»	5,05	0,850	0,61
15 décembre 1913.				
9.....	0,63	5,08	0,814	
10.....	0,61	3,30	0,974	0,52
11.....	»	2,71	1,042	0,46
13.....	»	2,71	1,042	
14.....	0,59	3,30	0,949	0,63
15.....	0,61	5,08	0,734	0,74
16 décembre 1913.				
9.....	0,64	5,09	0,840	
10.....	»	3,30	1,014	0,54
11.....	»	2,71	1,094	0,51
13.....	»	2,71	1,102	
14.....	0,66	3,30	1,041	0,39
15.....	0,67	5,09	0,880	0,48

Les courbes XIV, XV, XVI et XVII, des figures 16, 17, 18 et 19, représentent les intensités calorifiques I en fonction des épaisseurs atmosphériques traversées É aux divers jours de l'année pour lesquels les calculs ont été possibles. A cause de la dissymétrie des courbes horaires

par rapport à l'ordonnée de midi, on a tracé deux séries de courbes : les unes relatives aux valeurs obtenues le matin, les autres aux valeurs obtenues l'après-midi.

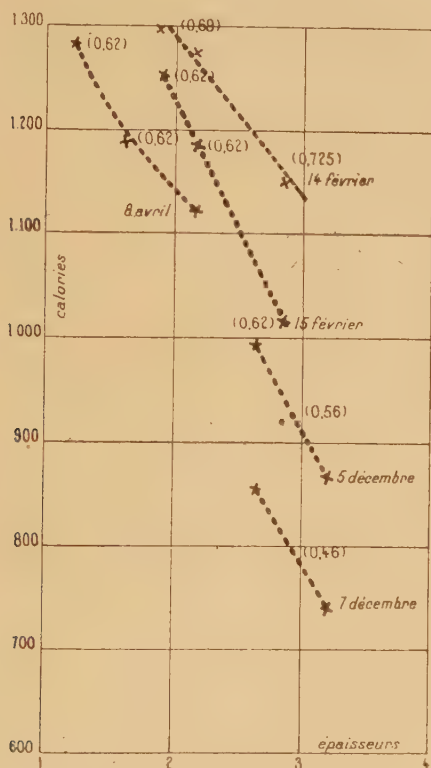
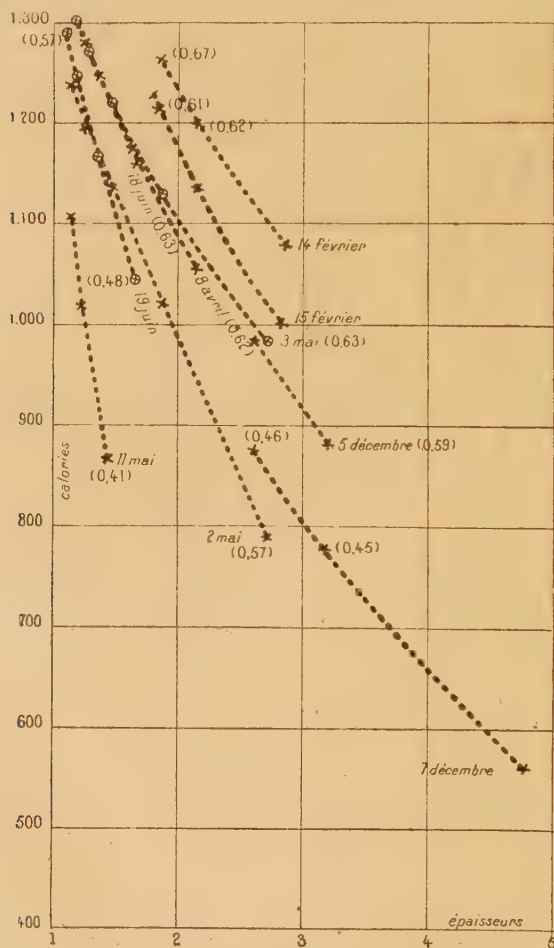


Fig. 16. — COURBES XIV. Année 1912 (matin).

Sur chaque graphique les courbes s'échelonnent, en général, dans l'ordre croissant des polarisations. Quand les polarisations sont les mêmes, les points se répartissent suivant des lignes très voisines, même s'ils appartiennent à des journées éloignées. Il en est ainsi, par exemple, pour les points du 8 avril et du 3 mai 1912 (après-midi), pour ceux du 11 mars et du 2 avril 1913.

Signalons cependant quelques anomalies : les points du 15 février 1912 obtenus pour la même valeur de la polarisation (0,62) que ceux des 18 avril et 3 mai 1912 sont nettement au-dessus de la courbe de ces derniers ; les points du 18 juin (même polarisation : 0,63) sont légèrement au-dessous. Les points des après-midi du 5 décembre 1912



($P=0,59$) et du 2 mai ($P_v=0,57$), pour lesquels les polarisations sont voisines, sont sur deux lignes très éloignées. Les courbes des matinées du 14 avril 1913 ($P=0,49$) et du 17 octobre 1913 ($P=0,545$) coïncident sensiblement, bien qu'elles correspondent à des polarisa-

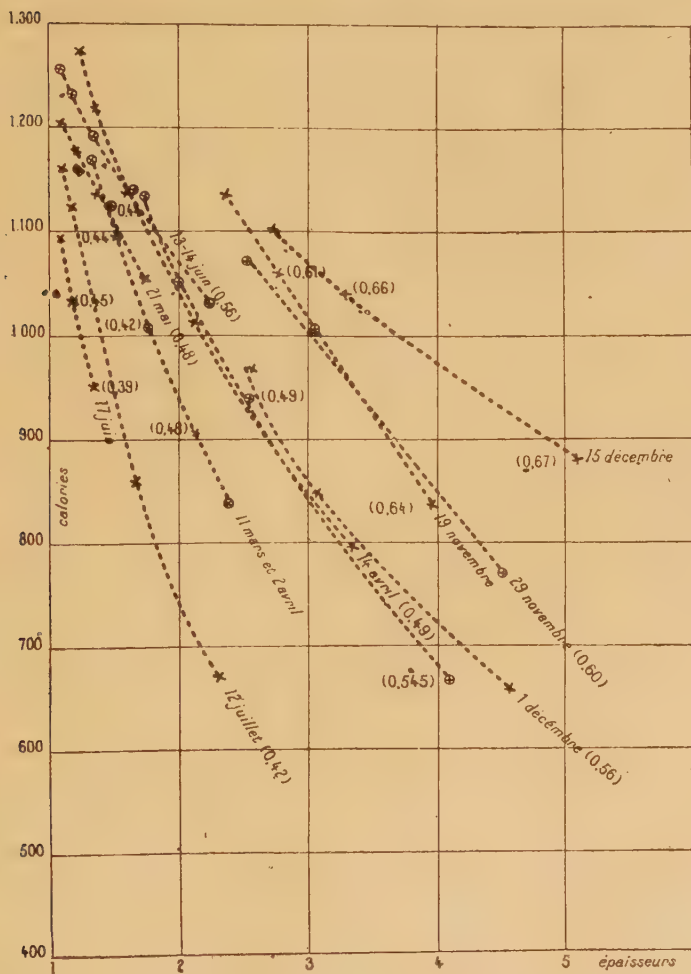


Fig. 18. — COURBES XVI. Année 1913 (matin).

tions différentes. La courbe relative à l'après-midi du 17 juin 1913 ($P=0,45$) est au-dessous de celle du 13 avril ($P=0,41$); celle du 14 avril ($P=0,48$) est au-dessus de celle des 13-14 juin ($P=0,56$).

Les considérations suivantes peuvent expliquer au

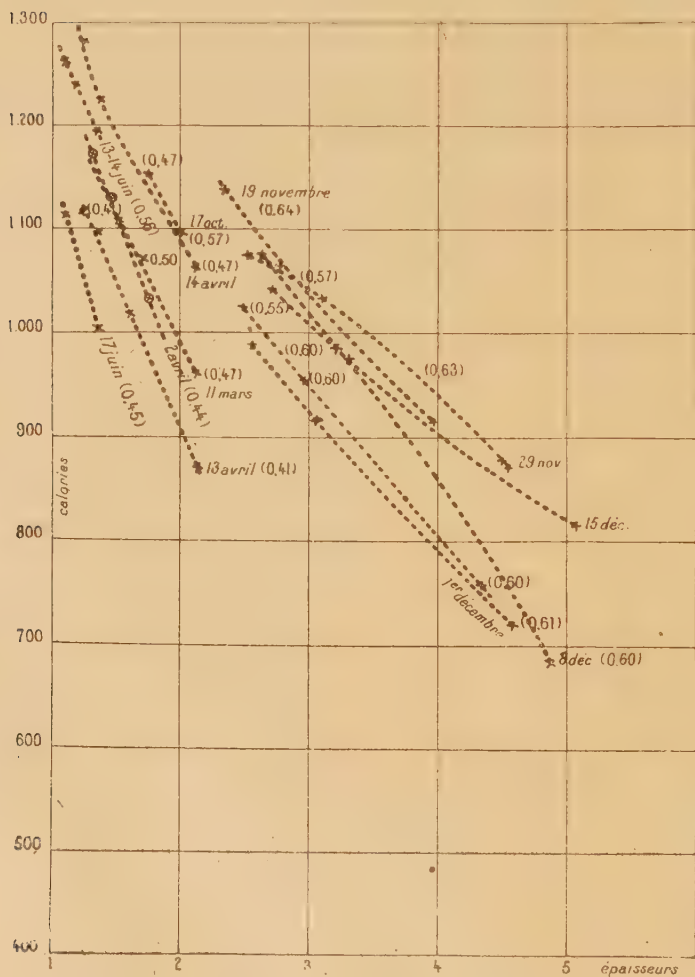


Fig. 19. — COURBES XVII. Année 1913 (après-midi).

moins quelques-unes des anomalies. Admettons que le rayonnement du Soleil dans l'espace demeure constant pendant l'année. L'énergie que reçoit 1 cm^2 à la surface de la Terre varie en raison inverse du carré de la distance de la Terre au Soleil. Or, cette distance est plus grande, par exemple, le 8 avril et le 3 mai que le 15 février, et le 18 juin que le 8 avril. Rien d'étonnant à ce que, pour des absorptions atmosphériques égales, l'intensité reçue soit plus grande le 15 février que le 8 avril ou le 3 mai, et plus grande le 8 avril que le 18 juin. La distance du Soleil est également plus grande le 2 mai que le 5 décembre et l'anomalie constatée sur ces journées (année 1912) est dans le sens prévu.

On trouve dans la *Connaissance des Temps* la valeur pour chaque jour, à midi moyen, du logarithme du rayon vecteur de la distance de la Terre au Soleil (les distances sont exprimées en fonction du demi-grand axe de l'orbite terrestre). Le Tableau III, dressé par M. Loisel (¹), donne des valeurs hebdomadaires moyennes de $\log r^2$.

TABLEAU III.

Valeurs hebdomadaires moyennes de $\log r^2$.

Semaines.	$\log r^2$.	Semaines.	$\log r^2$.
1.....	$\bar{1},98533$	12.....	$\bar{1},99730$
2.....	$\bar{1},98554$	13.....	$\bar{1},99905$
3.....	$\bar{1},98592$	14.....	0,00085
4.....	$\bar{1},98652$	15.....	0,00258
5.....	$\bar{1},98737$	16.....	0,00424
6.....	$\bar{1},98841$	17.....	0,00586
7.....	$\bar{1},98957$	18.....	0,00743
8.....	$\bar{1},99080$	19.....	0,00887
9.....	$\bar{1},99236$	20.....	0,01013
10.....	$\bar{1},99397$	21.....	0,01126
11.....	$\bar{1},99562$	22.....	0,01228

(¹) LOISEL, *loc. cit.*, p. 52.

TABLEAU III (suite et fin).

Valeurs hebdomadaires moyennes de $\log r^2$.

Semaines.	$\log r^2$.	Semaines.	$\log r^2$.
23.....	0,01312	38.....	0,00325
24.....	0,01372	39.....	0,00157
25.....	0,01413	40.....	1,99983
26.....	0,01439	41.....	1,99805
27.....	0,01446	42.....	1,99630
28.....	0,01429	43.....	1,99465
29.....	0,01389	44.....	1,99306
30.....	0,01335	45.....	1,99153
31.....	0,01265	46.....	1,99010
32.....	0,01172	47.....	1,98888
33.....	0,01060	48.....	1,98782
34.....	0,00937	49.....	1,98690
35.....	0,00803	50.....	1,98615
36.....	0,00654	51.....	1,98566
37.....	0,00492	52.....	1,98540

Les ordonnées du 8 avril, pour être comparables à celles du 15 février, doivent être multipliées par le rapport $\frac{r^2}{r'^2}$.

Ce rapport, calculé au moyen du Tableau précédent, est égal à 1,03. En multipliant par 1,03 les ordonnées du 8 avril 1912, on diminue beaucoup et l'on annule presque, en certains points, l'écart qui existe entre la courbe du 8 avril et celle du 15 février 1912.

En multipliant par 1,027 les ordonnées du 18 juin 1912, les points obtenus se placent sensiblement sur les courbes du 8 avril et du 3 mai.

Pour pouvoir comparer les ordonnées du 2 mai et celles du 5 décembre, il faut multiplier par 1,05 les ordonnées du 2 mai. Même après cette correction, les courbes restent ici séparées.

Aussi bien, les mesures polarimétriques ne peuvent traduire que la présence des particules en suspension

dans l'air. Le nombre et la grosseur de ces particules constituent des facteurs importants de la transparence de l'atmosphère. Mais il n'est pas probable qu'ils soient *les seuls*. En particulier, l'eau, qui, à l'état de vapeur, n'exerce aucune influence sur la proportion de lumière polarisée, doit produire néanmoins, dans l'infra-rouge, une action sélective qui ne peut être négligée. Or la pression moyenne de la vapeur au niveau du sol, égale à 3^{cm},8 le 5 décembre 1912, était 5^{cm},7 le 2 mai; et il est probable qu'il faille chercher la raison de l'accroissement du pouvoir absorbant de l'atmosphère le 2 mai dans la valeur plus grande de la pression de la vapeur d'eau.

Les autres anomalies signalées peuvent s'expliquer d'une manière analogue. La pression de la vapeur d'eau le 14 avril 1913 ($f_0 = 3^{\text{cm}},9$) est très inférieure à celle du 17 octobre ($f_0 = 9$); celle du 13 avril ($f_0 = 3^{\text{cm}},7$) est très inférieure à celle du 17 juin ($f_0 = 17^{\text{cm}},6$) et celle du 14 avril ($f_0 = 3^{\text{cm}},9$) très inférieure à celle des 13-14 juin ($f_0 = 14^{\text{cm}},3$).

En résumé, lorsque les pressions de la vapeur d'eau ne sont pas trop différentes, l'absorption exercée par l'atmosphère est caractérisée par la polarisation, même pour des journées très éloignées.

8. Un certain nombre de formules ont été proposées qui permettent de représenter la variation, dans une même journée, de l'intensité calorifique I en fonction de l'épaisseur atmosphérique traversée $\mathcal{E}$. La formule indiquée par Crova (¹)

$$I = \frac{C}{(1 + \mathcal{E})^p}$$

est d'un emploi commode et donne de bons résultats.

(¹) A. GROVA, *Annales de Chimie et de Physique*, 6^e série, t. XIV, 1888, p. 551.

C désigne ce qu'on appelle la *constante solaire*, et l'exposant p , un coefficient qui dépend de l'absorption atmosphérique, croît avec elle et peut lui servir de mesure.

Nous avons calculé ce coefficient pour chaque groupe de deux valeurs de I et de $\mathcal{C}$:

$$p = \frac{\log I' - \log I}{\log(1 + \mathcal{C}) - \log(1 + \mathcal{C}')} ,$$

et indiqué les résultats du calcul dans la dernière colonne du Tableau II.

Généralement, les valeurs de p augmentent quand la polarisation diminue. Pour des journées où les polarisations sont les mêmes, le coefficient p prend des valeurs voisines.

Ces résultats ne sont vrais qu'en-gros. Les anomalies se présentent surtout lorsque l'on compare des journées éloignées. C'est qu'alors les courbes des calories ont des allures nettement différentes et les valeurs de p calculées aux mêmes heures correspondent à des valeurs très différentes des épaisseurs atmosphériques traversées $\mathcal{C}$.

Voici d'ailleurs les moyennes des valeurs de p calculées d'après l'ensemble des résultats pour les diverses polarisations :

	Polarisations.		
	$P > 0,60.$	$0,60 > P > 0,50.$	$P < 0,50.$
Valeur moyenne de p	0,56	0,70	0,80

9. Nos observations ayant porté sur plusieurs années, il devenait intéressant de comparer les intensités calorifiques reçues pour des journées appartenant à des années différentes et correspondant à un même mois et à des quantités voisines.

Voici, résumé en quelques Tableaux, le résultat de ces comparaisons. Nous avons reproduit chaque fois la valeur f_0 de la pression de la vapeur d'eau à 9^h .

	4 mars 1912 ($f_0 = 4,9$).		3 mars 1914 ($f_0 = ?$).	
$h \quad m$				
7.58...	I = 1,102	P = 0,73	I = 0,864	P = 0,57
10.44...	1,275	0,67	1,222	0,49

	13 mars 1912 ($f_0 = 6,4$).		11 mars 1913 ($f_0 = 5,8$).	
$h \quad m$				
9.24...	I = 1,167	P = 0,63	I = 1,018	P = 0,47
10.59...	1,299	0,64	1,105	0,44
13.36...	1,207	0,64	1,064	0,45

	12 mars 1914 ($f_0 = 5,2$).	
9 ^h 24 ^m	I = 1,245	P = 0,67

	2 avril 1913 ($f_0 = 3,6$).		31 mars 1914 ($f_0 = 7,7$).	
$h \quad m$				
7.30...	I = 0,772	P = 0,45	I = 0,776	P = 0,53
8.....	0,877	0,43	0,896	0,51
9.....	1,034	0,44	1,040	0,53
10.....	1,139	»	1,124	0,52
11.....	1,172	»	1,168	0,52
13.....	1,168	»	1,168	0,52
14.....	1,124	0,44	1,124	0,52
15.....	1,010	0,42	1,044	0,52

	4 avril 1912 ($f_0 = 3,7$).		2 avril 1913 ($f_0 = 3,6$).	
$h \quad m$				
7.30...	»	»	I = 0,772	P = 0,45
8.....	»	»	0,877	0,43
9.....	I = 1,256	P = 0,67	1,034	0,44
10.....	1,330	0,66	1,130	»
11.....	1,372	0,64	1,172	»
13.....	1,345	»	1,168	»
14.....	1,276	0,57	1,124	0,44
15.....	1,168	»	1,010	0,44
16.....	0,997	0,57	0,838	»

31 mars 1914 ($f_0 = 7,6$).

h	m		
7.30.....		$I = 0,776$	$P = 0,53$
8.....		0,896	0,51
9.....		1,040	0,53
10.....		1,123	»
11.....		1,168	0,52
13.....		1,170	0,52
14.....		1,124	0,52
15.....		1,028	0,57

14 avril 1912 ($f_0 = 5,3$).14 avril 1913 ($f_0 = 3,9$).

h	m				
8.40...		$I = 1,201$	$P = 0,59$	$I = 1,135$	$P = 0,49$
10.22...		1,312	»	1,264	»
12. 0...		1,326	»	1,290	»
15.42...		1,148	0,62	1,056	0,50

17 mai 1912 ($f_0 = 6,8$).21 mai 1913 ($f_0 = 9,1$).

h	m				
9.0...		$I = 1,295$	$P = 0,59$	$I = 1,132$	$P = 0,485$
10....		1,332	»	1,194	»
11....		1,352	»	1,208	»
13....		1,340	»	1,202	»
14....		1,306	»	1,178	»
15....		1,242	»	1,136	»
16....		1,156	0,66	1,056	0,485

21 mai 1913 ($f_0 = 9,1$).22 mai 1914 ($f_0 = 11,5$).

h	m				
8.50...		$I = 1,118$	$P = 0,48$	$I = 1,087$	$P = 0,57$
10.44...		1,204	»	1,213	0,53
11.34...		1,212	»	1,245	0,59
11.40...		1,152	»	1,206	0,59

15 juin 1912 ($f_0 = 12,9$).			13-14 juin 1913 ($f_0 = 14,6$).		
h					
9.....	I = 1,230	P = 0,61	I = 1,198	P = 0,56	
10.....	1,280	»	1,241	0,56	
11.....	1,315	»	1,262	»	
13.....	1,327	»	1,254	»	
14.....	1,304	»	1,228	0,56	
15.....	1,254	0,595	1,192	0,56	
16.....	1,194	»	1,138	0,56	
17.....	1,106	0,68	1,028	»	

18 juin 1912 ($f_0 = 12,4$).			17 juin 1913 ($f_0 = 17,6$).		
h					
9.....	I = 1,246	P = 0,67	I = 1,004	P = 0,45	
10.....	1,310	»	1,078	0,45	
11.....	1,335	»	1,116	»	
13.....	1,348	»	1,094	»	
14.....	1,308	0,63	1,034	0,45	
15.....	1,246	0,63	0,950	0,39	
16.....	1,160	»	»	»	

26 novembre 1912 ($f_0 = 4,45$).			26 novembre 1913 ($f_0 = 5,8$).		
h m					
9. 2...	I = 0,615	P = 0,46	I = 0,751	P = 0,60	
10. 19...	0,827	0,42	0,990	0,55	
12. 0...	0,687	0,32	1,038	0,60	
14. 4...	0,827	0,45	0,924	0,57	

4 décembre 1912 ($f_0 = 3,9$).			1 ^{er} décembre 1913 ($f_0 = 5,2$).		
h m					
9. 19...	I = 0,708	P = 0,49	I = 0,812	P = 0,60	
10. 15...	0,779	0,46	0,942	»	
12. 17...	0,952	0,515	0,998	0,55	
14. 19...	0,827	0,545	0,770	0,56	

h	8 décembre 1911 ($f_0 = 6,8$).		7 décembre 1912 ($f_0 = 3,05$).	
9.....	I = 0,974	»	»	»
10.....	1,086	»	I = 0,740	P = 0,46
11.....	1,112	P = 0,67	0,856	0,46
13.....	1,080	»	0,876	»
14.....	0,984	»	0,776	0,46
15.....	»	0,69	0,560	0,45

8 décembre 1913 ($f_0 = 4,05$).		
h		
9.....	I = 0,685	P = 0,58
10.....	0,984	0,60
11.....	1,074	0,62
13.....	1,072	»
14.....	0,974	»
15.....	0,736	0,62

Les valeurs des intensités s'échelonnent dans l'ordre des polarisations. Il n'y a exception que pour les mesures du 31 mars 1914 et celles du 2 avril 1913 : la courbe du 31 mars coïncide presque avec celle du 2 avril, bien que la polarisation du 31 mars (0,53) soit nettement supérieure à celle du 2 avril (0,44). Il faut d'ailleurs remarquer que la pression de la vapeur d'eau du 31 mars ($7^{\text{cm}},6$) est double de la pression du 2 avril ($3^{\text{cm}},6$); l'accroissement de transparence que traduit une valeur plus forte de la polarisation est compensé par l'augmentation du pouvoir absorbant qui résulte de la présence d'une quantité plus considérable de vapeur d'eau. Dans tous les autres cas examinés, de faibles différences dans les pressions de vapeur n'ont aucune influence sensible et l'intensité dépend uniquement de la polarisation.

10. Conclusions. — K. Ångström ⁽¹⁾ indique que le pouvoir absorbant de l'atmosphère doit dépendre à la fois de son pouvoir diffusant, dû sans doute aux particules en suspension, et de la quantité de gaz absorbants (principalement de vapeur d'eau) qu'elle contient.

Nos observations confirment ce point de vue et montrent que le facteur principal pour l'étude du pouvoir absorbant appartient à la diffusion ⁽²⁾.

En une station déterminée il suffirait de faire, pendant quelques années, des déterminations suivies de l'intensité calorifique, de la polarisation et de l'état hygrométrique pour pouvoir ensuite, par des mesures de polarisation et de pressions de la vapeur d'eau (et, le plus souvent, par une simple observation polarimétrique), *prévoir* la valeur de l'intensité reçue aux différentes heures d'une journée quelconque. On parviendrait ainsi à établir une formule donnant la valeur de l'intensité en fonction de l'épaisseur atmosphérique traversée, de la polarisation et de la pression de la vapeur d'eau.

CHAPITRE V.

Étude optique de quelques milieux troubles. Relation entre le pouvoir absorbant et la polarisation de la lumière diffusée.

11. Les observations précédentes montrent que la transparence de l'atmosphère pour l'ensemble du rayonnement solaire est liée à la proportion de lumière polarisée contenue dans la lumière diffusée par le ciel,

(1) Knut ÅNGSTRÖM, *Nova Acta Regiæ Societatis Scientiarum Upsaliensis*, 4^e série, t. I, fasc. 2, 1906-1907.

(2) L'absorption sélective ne paraît s'exercer que pour certaines portions du spectre bien déterminées : absorption de la vapeur d'eau dans une petite portion de l'infra-rouge, de l'oxygène dans l'extrême rouge, de l'ozone dans l'ultraviolet.

dans le vertical du Soleil et à 90° : quand la proportion de lumière polarisée diminue, le pouvoir absorbant augmente.

Nous nous sommes demandé si le phénomène observé sur l'atmosphère, qui semble devoir être considérée comme un milieu trouble, est général. Les modifications, qui font diminuer la proportion de lumière polarisée contenue dans la lumière diffusée par un milieu trouble, augmentent-elles, en même temps, le pouvoir absorbant du milieu pour les radiations lumineuses ?

Le problème n'a été, à notre connaissance, l'objet d'aucune étude expérimentale ou théorique. Nous avons essayé de l'examiner dans quelques cas particuliers ⁽¹⁾.

A. — MILIEUX TROUBLES CONSTITUÉS PAR UN FIN PRÉCIPITÉ
DE CHLORURE D'ARGENT EN SUSPENSION DANS L'EAU.

Nous avons utilisé tout d'abord, comme milieu trouble, un précipité très fin de chlorure d'argent en suspension dans l'eau : c'est sur ce précipité que Hurion ⁽²⁾ s'était proposé de vérifier la formule de Lord Rayleigh.

(¹) Ce que l'on sait de précis est fourni par la théorie de Lord Rayleigh (J.-W. STRUTT, *Philosophical Magazine*, 4^e série, t. XLI, 1871, p. 107 et p. 274. — Lord RAYLEIGH, *Ibid.*, 5^e série, t. XLVII, 1899, p. 375).

Quand un milieu trouble est constitué par des particules dont les dimensions sont négligeables vis-à-vis de la longueur d'onde : 1^o la lumière diffusée à 90° du rayon incident est complètement polarisée; 2^o l'intensité de la lumière transmise est donnée par la formule

$$I = I_0 e^{-\frac{K \pi x}{\lambda^4}},$$

I_0 étant l'intensité initiale, x le chemin traversé, K une constante qui dépend des propriétés du milieu transparent dans lequel on forme la suspension et de celle des particules.

Quand les particules grossissent, on sait aussi que la polarisation cesse d'être complète à 90° du rayon incident.

(²) HURION, *Comptes rendus Acad. Sc.*, t. CXII, 1891, p. 1431.

12. **Étude de la lumière transmise.** — Nous avons étudié l'intensité de la lumière transmise à travers le milieu par le dispositif suivant :

La lumière, émise par un bec Aüer et concentrée à l'aide d'une lentille, traverse la cuve à faces parallèles dans laquelle on produira le milieu trouble et pénétré dans la moitié supérieure de la fente d'un spectrophotomètre de Glan. La lumière émise par le même bec est envoyée, par l'intermédiaire d'une autre lentille et de deux prismes à réflexion totale, dans la moitié inférieure de la fente du spectrophotomètre. On introduit dans la cuve une solution de chlorure de potassium et l'on établit l'égalité des deux plages dans le spectrophotomètre : soit α_0 la division lue. Par l'addition d'une solution étendue d'azotate d'argent on produit le précipité; on rétablit l'égalité des plages en tournant l'analyseur : soit α la division lue. Si l'on désigne par I_0 l'intensité de la lumière transmise par la cuve avant la production du précipité et par I l'intensité transmise par le milieu trouble, on a

$$\frac{I}{I_0} = \tan^2 \alpha_0 \cdot \cot^2 \alpha.$$

La cuve utilisée avait 95^{mm} de long et 39^{mm} de large. On versait dans la cuve 270^{cm³} d'une solution contenant 20^{cm³} d'une liqueur saturée à 15° de chlorure de potassium. La solution dans laquelle on va produire le milieu trouble ne doit être ni trop, ni trop peu concentrée : une solution trop concentrée dissout le précipité; dans une solution trop étendue le précipité se forme plus lentement (¹).

(¹) Il ne serait pas indifférent, non plus, de constituer le milieu trouble en versant la quantité de chlorure de potassium nécessaire pour qu'on ait la même masse totale de précipité dans une solution concentrée d'azotate d'argent. Ce sont là des questions liées à la vitesse de formation des précipités sur lesquelles nous ne pouvons insister ici.

Dans certaines limites assez larges de concentration la vitesse de formation du précipité demeure constante. Après avoir noté la division α_0 qui donnait, dans ces conditions, l'égalité des plages, on ajoutait 60^{cm^3} d'une solution contenant, suivant les cas,

$$5^{\text{cm}^3} \qquad 10^{\text{cm}^3} \qquad 20^{\text{cm}^3}$$

d'une liqueur d'azotate d'argent à $0^{\text{g}},4$ par litre. Pour abrégér le discours nous désignerons ces solutions respectivement sous les noms de

Solution 1, Solution 2, Solution 3.

Le spectrophotomètre a été gradué en longueurs d'onde et les mesures du pouvoir absorbant ont été faites pour diverses longueurs d'onde.

L'allure générale et constante de la variation de l'intensité transmise I avec le temps est la suivante :

Immédiatement après qu'on a ajouté l'azotate d'argent à la solution de chlorure de potassium, la transparence est à peine troublée; l'absorption exercée par la lumière est très faible. Cette absorption augmente, d'abord assez vite, puis plus lentement; elle passe par un maximum et décroît ensuite.

L'augmentation progressive du pouvoir absorbant après qu'on a ajouté l'azotate d'argent tient certainement, au moins en partie, à ce que les grains formés dès le début se soudent entre eux : pour un même poids de précipité, la théorie de Lord Rayleigh (qu'on peut accepter au moins comme première approximation) montre en effet que l'absorption est d'autant plus grande que les grains sont plus gros. Il est d'ailleurs également possible que le poids total du précipité aille en croissant avec le temps : cela se produirait, par exemple, si le chlorure d'argent formé par le mélange des solutions de chlorure de potassium et d'azotate d'argent constituait tout d'abord une

solution sursaturée de laquelle il se déposerait progressivement; cette précipitation progressive contribuerait, concurremment avec le grossissement des grains déjà formés, à l'augmentation du pouvoir absorbant.

Le maximum d'opacité et l'augmentation consécutive de la transparence s'expliquent par le dépôt des plus gros grains formés.

A titre d'exemple, voici les résultats obtenus dans une

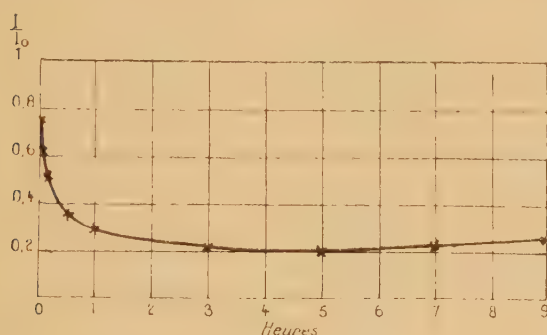


Fig. 20.

expérience et représentés sur la courbe de la figure 20.

Solution 2 ($\lambda = 649^{\text{m}\mu}$).

<i>t.</i>	$\frac{I}{I_0}$
2 minutes.....	0,737
5 ».....	0,614
10 ».....	0,499
30 ».....	0,346
1 heure.....	0,282
3 heures.....	0,218
5 ».....	0,204
7 ».....	0,227
9 ».....	0,250

43. **Polarisation de la lumière diffusée.** — La cuve rectangulaire est traversée, dans le sens de la longueur, par un faisceau parallèle de rayons lumineux issus d'un arc électrique. On mesure la proportion de lumière polarisée contenue dans la lumière diffusée, à 90° du rayon incident, c'est-à-dire dans le sens de la largeur de la cuve, à l'aide d'un photopolarimètre de Cornu. Les glaces de la cuve étant traversées normalement, à l'entrée et à la sortie des rayons lumineux, les réfractions correspondantes n'introduisent aucune perturbation dans la mesure des proportions de lumière polarisée.

Quelques auteurs ont fait des mesures de proportion de lumière polarisée dans la lumière diffusée par les milieux troubles en *lumière blanche* ⁽¹⁾. On ne peut, dans ces conditions, obtenir des résultats comparables qu'au début, lorsque l'intensité de la lumière diffusée est faible : les deux plages du spectrophotomètre ont alors une même teinte grisâtre et il est possible de les rendre identiques. Peu à peu, à mesure qu'augmente l'intensité de la lumière diffusée, les deux plages prennent une coloration différente et il devient difficile d'apprécier l'égalité d'éclairement. On prévoit ainsi que la polarisation ne doit pas être la même pour les différentes couleurs, ce qu'il est aisé de vérifier en appliquant contre les parois de la cuve, à l'entrée ou à la sortie des rayons, un verre coloré. Voici quelques exemples de mesures faites sur des cuves dans lesquelles un régime stable était atteint, pour différentes couleurs :

Polarisations.		
Bleu.	Jaune.	Rouge.
0,29	0,50	0,53
0,26	»	0,56
0,09	0,28	0,39

(1) PERNTER, *Denkschriften der Kaiserlichen Akademie der Wissenschaften*, t. LXXIII, 1901, p. 301.

La proportion de lumière polarisée va généralement en décroissant à partir du moment où l'on produit le précipité; elle décroît d'autant plus vite que la concentration est plus grande.

Cette décroissance s'explique par les mêmes causes que l'augmentation du pouvoir absorbant, à savoir, le grossissement des grains et, peut-être, simultanément, une augmentation progressive de la masse totale du précipité qui se forme lentement.

Il semblerait même que la polarisation dût décroître, passer par un minimum qui coïnciderait avec le maximum d'absorption, pour croître ensuite à nouveau. En réalité, il n'en est pas ainsi : on n'observe ni le minimum, ni la croissance consécutive. Et il est facile de comprendre pourquoi : quand les grains, après avoir grossi, se précipitent, l'intensité de la lumière diffusée diminue, mais les quelques grains qui restent en suspension, relativement gros, diffusent une lumière peu polarisée; de plus, il y a toujours une faible lumière de fluorescence, non polarisée, qui se superpose à la lumière diffusée et qui prend d'autant plus d'importance que l'intensité de cette dernière est plus faible.

Voici les valeurs de la polarisation mesurées avec un verre bleu sur un précipité obtenu dans les conditions indiquées précédemment, mais en prenant 20^{cm} d'une solution d'azotate d'argent d'environ 0^g,1 par litre :

t.	P
0	0,94
5 minutes.....	0,87
8 »	0,85
16 »	0,71
40 »	0,57
2 heures 10 minutes.....	0,45
5 heures.....	0,33

Ces résultats sont portés sur la courbe de la figure 21.

C'est, sans doute, à l'influence de la lumière de fluorescence qu'il faut rattacher l'explication d'un phénomène assez curieux que l'on observe sur les solutions très étendues : la proportion de lumière polarisée va d'abord

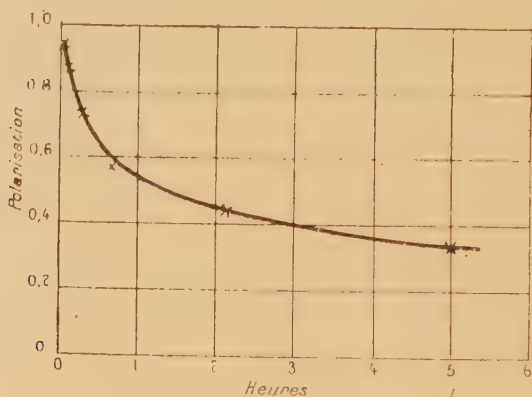


Fig. 21.

en croissant; elle passe par un maximum et décroît ensuite. Les exemples suivants, obtenus dans les conditions précédemment indiquées, mais en utilisant une solution d'azotate d'argent à 0^g,1 par litre, montrent nettement le phénomène auquel nous venons de faire allusion.

0 cm ³ , 5 d'azotate		1 cm ³ d'azotate	
t.	P.	t.	P.
h m		h m	
0. 0	0,63	0. 0	»
0. 15	0,78	0. 5	0,78
0. 20	0,83	0. 15	0,89
0. 40	0,85	0. 25	0,90
1. 10	0,85	0. 45	0,90
3. 00	0,85	1. 45	0,88
18. 00	0,85	2. 15	0,84
42. 00	0,85	5. 15	0,79

2cm ³ d'azotate		5cm ³ d'azotate	
t.	P.	t.	P.
h m		h m	
0. 0	0,75	0. 0	0,91
0. 5	0,85	0. 5	0,95
0.10	0,89	0.10	0,95
0.20	0,93	0.20	0,94
0.30	0,92	1.00	0,93
0.60	0,92	1.30	0,91
1.30	0,90	4.45	0,77
24.00	0,79	28.00	0,71

Les nombres obtenus avec 2cm³ d'azotate (sauf le dernier) ont été portés sur la courbe de la figure 22.

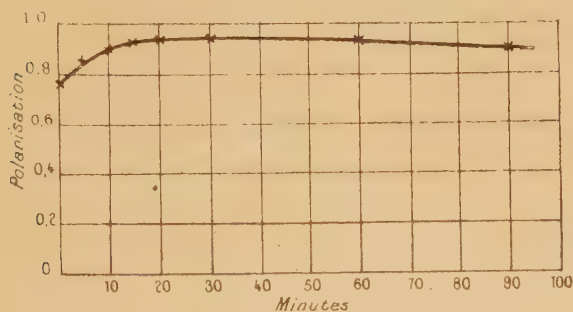


Fig. 22.

Pour des quantités d'azotate supérieures à 5cm³, le phénomène devient régulier : la décroissance a lieu à partir du moment où l'on a produit le précipité.

L'accroissement anormal du début, constaté dans les cas précédents, peut s'interpréter par la considération de la lumière de fluorescence qui perd de son importance relative à mesure que, les particules devenant plus grosses ou plus nombreuses, l'intensité de la lumière qu'elles diffusent va en croissant.

14. Relations entre la polarisation et l'absorption. —

En opérant sous des températures pas trop différentes et avec les mêmes quantités de chlorure de potassium et d'azotate d'argent, on réalise des milieux comparables entre eux : les valeurs obtenues dans différentes expériences pour la polarisation ou pour l'absorption en fonction du temps sont très voisines.

Nous avons mesuré : 1° l'intensité de la lumière transmise à des intervalles de temps déterminés dans plusieurs séries d'expériences dont nous avons pris la moyenne; 2° la proportion de lumière polarisée aux mêmes intervalles dans des solutions identiques. (Les mesures de polarisation étaient faites à travers un verre laissant passer des radiations voisines de $\lambda = 527^{\text{m}\mu}$; il ne faut guère songer à faire des mesures en lumière monochromatique, l'intensité de la lumière diffusée étant trop faible.)

Les résultats obtenus sont résumés dans les Tableaux suivants :

Solution 1.

t .	$\frac{I}{I_0}$ ($\lambda = 649^{\text{m}\mu}$).	$\frac{I}{I_0}$ ($\lambda = 527^{\text{m}\mu}$).	P.
2 minutes.....	0,868	0,774	0,896
5 »	0,836	0,688	0,857
10 »	0,786	0,591	0,815
30 »	0,681	0,455	0,648
60 »	0,601	0,402	0,500

Solution 2.

2 minutes.....	0,711	0,498	0,853
5 »	0,578	0,336	0,799
10 »	0,476	0,238	0,755
30 »	0,310	0,144	0,595
60 »	0,237	0,113	0,465

Solution 3.

2 minutes.....	0,357	0,115	0,755
5 »	0,198	0,042	0,656
10 »	0,126	0,022	0,533
30 »	0,053	0,011	0,395

Les valeurs de $\frac{I}{I_0}$ en fonction de la polarisation ont été représentées sur les courbes des figures 23 et 24.

Pour chaque solution, quelle que soit la longueur d'onde, les points obtenus se placent sur une même courbe d'allure régulière montrant que la polarisation diminue en même temps que l'intensité de la lumière transmise.

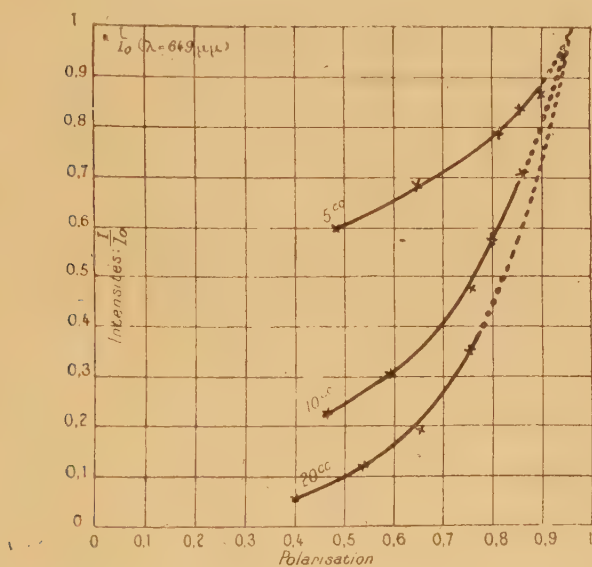


Fig 23.

Mais les courbes correspondant à des concentrations différentes ne se superposent pas. Pour une même valeur de la polarisation, l'intensité transmise est d'autant plus grande que la masse totale de précipité est plus faible. On peut rendre compte de ce fait dans la théorie de Lord Rayleigh : toutes les particules, même celles qui sont de petites dimensions vis-à-vis de la longueur d'onde, diminuent l'intensité de la lumière transmise. Quand on opère sous des concentrations plus fortes, l'augmentation du nombre des particules de petites dimensions est une

cause d'affaiblissement de l'intensité. Or, ces mêmes particules, *quel que soit leur nombre*, diffuseraient de la lumière complètement polarisée; leur présence n'influe pas sur la polarisation. *De deux milieux troubles présentant*

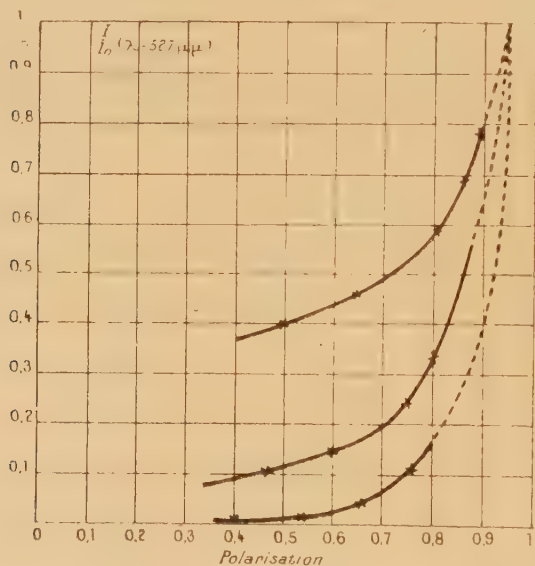


Fig. 24.

la même polarisation, celui qui contient le plus de particules de faibles dimensions sera donc le plus absorbant. Cette considération permet d'interpréter aisément les courbes obtenues si l'on fait la remarque que les milieux constitués par le précipité de chlorure d'argent ne sont certainement pas homogènes et contiennent des grains de différentes grosseurs.

15. Variation de l'intensité transmise avec la longueur d'onde. — D'après Lord Rayleigh ⁽¹⁾ l'intensité de la

⁽¹⁾ Lord RAYLEIGH, *Philos. Mag.*, 4^e série, t. XLI, 1871, p. 107 et 274, et 5^e série, t. XLVII, 1899, p. 375.

lumière transmise par un milieu trouble dont les particules ont des dimensions négligeables vis-à-vis des longueurs d'onde est donnée par la formule

$$I = I_0 e^{-\frac{kx}{\lambda^4}}.$$

Nous nous sommes proposé de vérifier si, pour les suspensions de chlorure d'argent, une expression de la forme

$$I = I_0 e^{-\frac{kx}{\lambda^n}}$$

pouvait convenir.

La relation précédente peut être transformée de façon à permettre un calcul aisé de l'exposant n . On a successivement :

$$\text{Log } \frac{I}{I_0} = -\frac{kx}{\lambda^n};$$

$$\lambda^n \left(-\text{Log } \frac{I}{I_0} \right) = \text{const.};$$

$$n \text{ Log } \lambda + \text{Log} \left(-\text{Log } \frac{I}{I_0} \right) = \text{const.}$$

On peut remplacer les logarithmes népériens par les logarithmes vulgaires. D'où :

$$n \log \lambda + \log \left(-\log \frac{I}{I_0} \right) = \text{const.}$$

Si l'on construit une courbe en portant en abscisses $\log \lambda$ et en ordonnées $\log \left(-\log \frac{I}{I_0} \right)$, les points devront se disposer sur une droite dont le coefficient angulaire donnera, au signe près, la valeur de n .

Voici, par exemple, dans le cas des solutions 2, les valeurs de $\log \left(-\log \frac{I}{I_0} \right)$ obtenues pour diverses longueurs d'onde à des instants différents.

$t.$	$\lambda = 640^m\mu.$	$\lambda = 597^m\mu.$	$\lambda = 527^m\mu.$	$n.$
2 minutes....	171 ⁽¹⁾	326	482	3,55
5 »	377	501	675	3,33
10 »	509	625	795	3,18
30 »	714	800	926	2,35
60 »	796	866	965	1,99

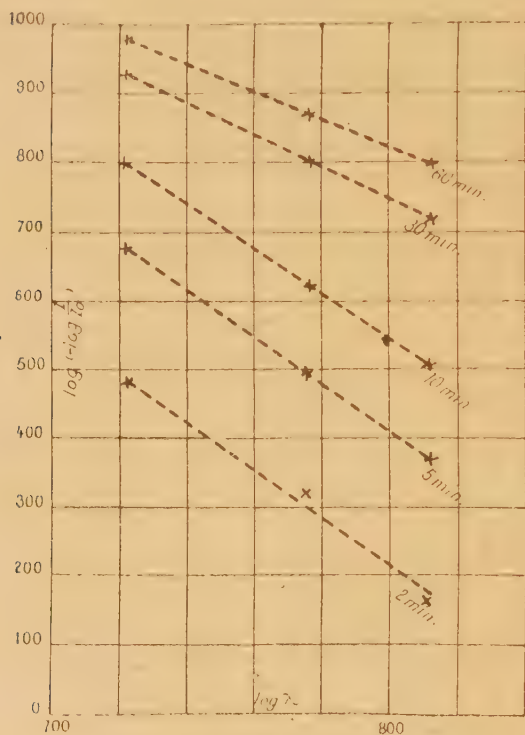


Fig. 25.

Les courbes 25 montrent que les points représentatifs, aux différents instants, se placent bien sur des droites⁽²⁾.

(1) Il n'est pas nécessaire de connaître la valeur absolue des logarithmes.

(2) Dans le tracé des courbes, on a adopté deux échelles différentes pour les abscisses et les ordonnées afin d'éviter des dimensions exagérées dans le sens de la hauteur.

Le seul écart notable se produit pour les points obtenus 2 minutes après la formation du précipité. Mais, à ce moment, le précipité évolue très rapidement, et une erreur de quelques secondes sur l'instant où l'on fait l'observation est suffisante pour expliquer la divergence : quelques précautions que l'on prenne, en effet, pour faire les mesures au moment voulu, il faut un certain temps, variable avec l'état de fatigue de l'œil, pour amener les deux plages à l'égalité.

Les valeurs de n indiquées dans la dernière colonne du Tableau ont été obtenues en utilisant de deux en deux les trois observations.

Des calculs analogues pour les diverses concentrations sur lesquelles on a opéré fournissent les résultats suivants :

$t.$	Valeurs des $n.$		
	Solution 1.	Solution 2.	Solution 3.
2 minutes.....	2,8 (?) (1)	3,55	3,36
5 » 	3,54 (?) (1)	3,33	3,25
10 » 	3,77	3,18	2,96
30 » 	3,38	2,35	2,09
60 » 	2,80	1,99	»

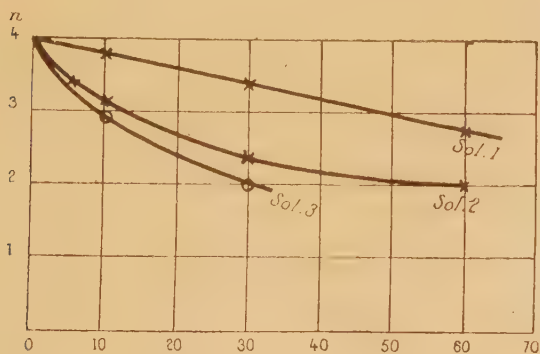


Fig. 26.

Ces résultats sont représentés sur les courbes de la figure 26.

(1) Les valeurs de l'intensité étant très faibles, la moindre erreur d'observation peut conduire à des résultats inexacts.

1° Les trois courbes coupent sensiblement l'axe des ordonnées au point $n = 4$. Donc au moment où le précipité se forme, il faut admettre que les dimensions des particules qui le constituent sont suffisamment faibles vis-à-vis des longueurs d'onde pour que la loi qui exprime l'absorption soit celle de Lord Rayleigh.

2° La valeur de n diminue à mesure que les grains grossissent.

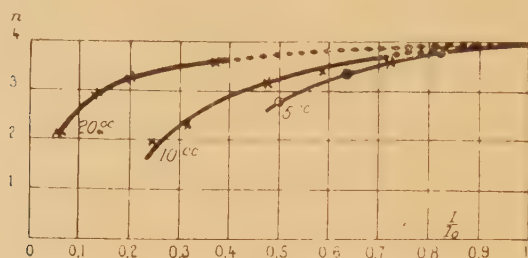


Fig. 27.

Sur les courbes 27 on a porté les valeurs de n en fonction de l'intensité transmise. Les courbes, très régulières, passent sensiblement par le point

$$\frac{I}{I_0} = 1, \quad n = 4,$$

ce qui vérifie à nouveau que, pour des grains de très petites dimensions donnant une absorption très faible, n est égal à 4.

D'ailleurs, les courbes s'étagent : pour une même valeur de l'intensité, n diminue avec la concentration. C'est qu'en effet, à égalité d'intensité transmise, les grains doivent être d'autant plus gros que la concentration est plus faible : d'où la diminution de n .

B. — MILIEUX TROUBLES CONSTITUÉS PAR UNE SUSPENSION
DE RÉSINE.

16. Si l'on projette dans l'eau quelques gouttes d'une solution de résine dans l'alcool, on obtient un précipité opalescent qui, à la longue, vire au blanc. Le milieu trouble évolue beaucoup plus lentement que celui obtenu avec le chlorure d'argent; pour de faibles concentrations, il peut être sensiblement considéré comme stationnaire. Aussi avons-nous pu faire les mesures de polarisation immédiatement après celles d'intensité et sur la même cuve.

Voici les résultats obtenus en versant dans l'eau des quantités croissantes d'une solution de résine dans l'alcool :

1^{cm}. — Pas de changement appréciable avec le temps.

$$\frac{I}{I_0} = 0,844; \quad P = 0,934.$$

2^{cm}. — Même remarque.

$$\frac{I}{I_0} = 0,729; \quad P = 0,912.$$

3^{cm}. — Évolution très lente du précipité.

Première expérience :

<i>t.</i>	$\frac{I}{I_0}$	<i>P.</i>
0.....	0,678	0,898

Deuxième expérience :

0.....	0,671	0,883
24 heures.....	»	0,852

4^{cm} :

0.....	0,611	0,887
--------	-------	-------

5^{cm³}. — Première expérience :

<i>t.</i>	$\frac{I}{I_0}$	P.
0.....	0,586	0,883
1 heure.....	»	0,853

Deuxième expérience :

0.....	0,570	»
1 heure.....	0,422	0,848

Troisième expérience :

0.....	0,590	»
30 minutes.....	0,470	»
60 » 	0,394	0,875

10^{cm³}. — Première expérience :

0.....	0,345	0,815
--------	-------	-------

Deuxième expérience :

1 minute.....	0,323	»
10 minutes.....	0,275	»
60 » 	0,138	»
2 heures.....	0,091	0,679
5 » 	»	0,580

15^{cm³} :

1 minute.....	0,197	»
3 minutes.....	0,166	»
5 » 	0,153	»
10 » 	0,131	»
37 » 	0,076	»
60 » 	0,053	0,610

Les résultats obtenus ont été représentés sur la courbe de la figure 28 qui, pour de faibles concentrations, se confond avec une droite.

L'allure générale de la courbe s'explique parfaitement : quand on introduit, dans un volume d'eau déterminé, une certaine quantité de solution alcoolique de résine, le pré-

cipité qui prend naissance renferme un nombre déterminé de particules; parmi ces particules, certaines, de trop petites dimensions, sont sans influence sur la polarisation, mais diminuent l'intensité transmise; d'autres, plus

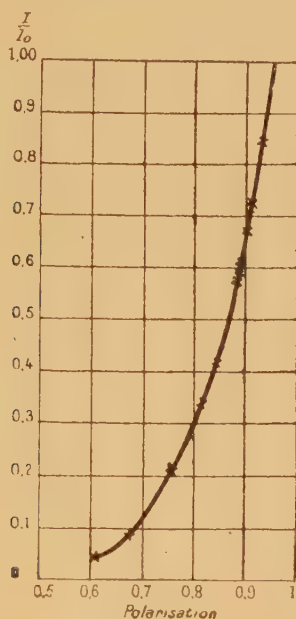


Fig. 28.

grosses, agissent à la fois sur la lumière transmise et la polarisation. Si la quantité de résine utilisée augmente, il est donc naturel que s'accroisse l'absorption exercée par le milieu trouble en même temps que diminue la polarisation de la lumière diffusée.

17. Conclusions. — Pour un milieu trouble dont les particules en suspension grossissent, la masse totale des grains étant constante ou croissante (modifications qui, vraisemblablement, se produisent dans une suspension

de chlorure d'argent correspondant à une concentration donnée), la quantité de lumière transmise et la polarisation varient dans le même sens; entre elles existe une relation traduite par une courbe d'allure régulière.

Si le nombre des particules de grosseurs différentes augmente dans un même rapport (cas du précipité de mastic), la polarisation et l'intensité de la lumière transmise varient encore dans le même sens.

Mais pour des milieux de constitution quelconque (cas de précipités de chlorure d'argent correspondant à diverses concentrations), il peut arriver qu'à égalité de polarisation on ait des absorptions différentes. Un milieu trouble très riche en particules de faibles dimensions vis-à-vis des longueurs d'onde pourra diffuser une lumière très fortement polarisée tout en exerçant une absorption considérable sur les rayons lumineux qui le traversent. S'il est constitué, au contraire, par un petit nombre de grosses particules, la polarisation aura une valeur très faible alors que l'intensité lumineuse sera à peine affaiblie par transmission.

Les considérations précédentes précisent la nature des renseignements que peut fournir l'étude de la polarisation de l'atmosphère, sur son pouvoir absorbant pour les radiations lumineuses. Si les modifications qui surviennent dans le milieu trouble portent sur des particules qui ont des dimensions notables vis-à-vis des longueurs d'onde, une augmentation du nombre de ces particules ou de leur grosseur entraînera une diminution parallèle de l'intensité transmisé et de la polarisation. Si les modifications portent sur des particules de faibles dimensions vis-à-vis des longueurs d'onde, la conclusion précédente ne subsiste pas, une augmentation du nombre ou de la grosseur des particules (supposées toujours petites vis-à-vis de λ) laissant la polarisation inaltérée et augmentant l'absorption.

Nos recherches sur l'atmosphère ont montré que, pour des pressions de la vapeur d'eau égales, le pouvoir absorbant varie toujours en sens inverse de la polarisation. *On peut donc, semble-t-il, légitimement conclure que les modifications dont l'atmosphère est le siège, et qui se traduisent par leur effet sur la polarisation et le pouvoir absorbant, portent sur des particules dont les dimensions sont, au moins, de l'ordre des longueurs d'onde des radiations lumineuses.*

CHAPITRE VI.

Sur la cause de la diffusion atmosphérique.

18. Les mesures polarimétriques nous ont révélé que, dans l'absorption exercée par l'atmosphère sur l'ensemble des radiations solaires, les phénomènes de diffusion doivent jouer un rôle important, du moins pour les radiations de moyenne longueur d'onde qui constituent le spectre visible (10). Sur la cause de cette diffusion, molécules gazeuses (1) ou particules en suspension, les renseignements que nous pouvons fournir actuellement manquent de précision. Il ne s'ensuit pas que nous devions les négliger.

1° Le fait qu'une diminution de la polarisation s'accompagne constamment (toutes autres conditions demeurant les mêmes) d'un accroissement du pouvoir absorbant indique déjà qu'une partie au moins de la diffusion doit s'effectuer sur des particules dont les dimensions ne sont pas toutes négligeables vis-à-vis des longueurs d'onde des radiations lumineuses.

2° C'est ce que confirme l'étude des coefficients de

(1) Lord RAYLEIGH, *Philosophical Magazine*, 5^e série, t. XLVII, 1899, p. 375.

transmission pour les différentes longueurs d'onde déterminés par Abbot ⁽¹⁾.

Voici (Tableau IV), pour un air supposé sec, les coefficients relatifs à des rayons verticaux qui ont été obtenus en trois stations de différentes altitudes : Washington ($h = 10^m$); le mont Wilson (1750^m); le mont Whitney (4420^m) ⁽²⁾.

TABLEAU IV.

λ .	Coefficients de transmission.		
	Washington.	Mont Wilson.	Mont Whitney.
μ			
0,35.....	»	0,612	0,660
0,40.....	0,543	0,724	0,783
0,45.....	0,640	0,800	0,815
0,50.....	0,705	0,858	0,900
0,60.....	0,760	0,890	0,934
0,70.....	0,839	0,942	0,956
0,80.....	0,865	0,964	0,972

Si les particules diffusantes étaient toutes de faibles dimensions vis-à-vis des longueurs d'onde, la loi de diffusion serait

$$I = I_0 e^{-\frac{hx}{\lambda^4}}.$$

Dans le cas de grosses particules l'exposant 4 doit être remplacé par un nombre n inférieur à 4

$$I = I_0 e^{-\frac{hx}{\lambda^n}},$$

d'où l'on tire (15) en associant deux valeurs différentes λ et λ' de la longueur d'onde

$$n = \frac{\log\left(-\log \frac{I}{I_0}\right) - \log\left(-\log \frac{I'}{I_0}\right)}{\log \lambda' - \log \lambda}.$$

⁽¹⁾ C.-G. ABBOT, *Astrophysical Journal*, t. XXXIV, 1911, p. 197.

⁽²⁾ Les valeurs données représentent la transmission verticale d'une atmosphère identique à l'atmosphère réelle, mais dans laquelle il n'y aurait pas d'absorption sélective par la vapeur d'eau ou les autres gaz absorbants.

Les coefficients de transmission déterminés par Abbot fournissent pour n les valeurs rapportées dans le Tableau IV *bis*.

TABLEAU IV *bis*.

λ μ	n		
	Washington.	Mont Wilson.	Mont Whitney.
0,35.....	»	3,1	4
0,40.....	2,6	3,1	3,7
0,45.....	2,2	3,5	
0,50.....	1,3	1,2	2,3
0,60.....	2,8	4,3	2,7
0,70.....	1,4	3,6	3,4
0,80.....			
Valeurs moyennes de n ..	2,1	3,1	3,3

Les valeurs de n sont inférieures à 4 et croissent avec l'altitude. On explique aisément ce résultat en admettant, ce qui est vraisemblable, que le nombre des grosses particules diminue à mesure qu'on s'élève dans l'atmosphère.

Il ne paraît d'ailleurs pas impossible que se trouve réalisée, sous une altitude élevée, une atmosphère complètement dépouillée de poussière et dans laquelle la diffusion s'effectue uniquement sur les molécules gazeuses, suivant la loi de Lord Rayleigh. C'est ainsi que Fowle (1) a pu utiliser les coefficients de transmission verticale de l'atmosphère (toujours abstraction faite de l'absorption sélective) pour le calcul du nombre des molécules contenues dans l'unité de volume d'un gaz, à 0° et 76^{cm} de mercure, à partir de la formule de Lord Rayleigh.

Nous avons reproduit, dans le Tableau V, les valeurs des coefficients de transmission relatifs aux différentes longueurs d'onde. Les valeurs de n sont celles qu'il faut

(1) F.-E. FOWLE, *Astrophysical Journal*, t. XXXVIII, 1913, p. 392, et t. XL, 1914, p. 435.

donner à l'exposant de λ dans l'expression $e^{-\frac{hx}{\lambda^n}}$ pour représenter la transmission.

TABLEAU V.

λ .	Années 1910-1911.		Année 1913.	
	$\frac{I}{I_0}$.	n .	$\frac{I}{I_0}$.	n .
3504.....	0,632	3,0	0,614	2,9
3600.....	655	3,9	637	3,6
3709.....	686	3,1	667	2,4
3838.....	713	4,9	689	5,8
3974.....	752	4,0	738	3,1
4127.....	783	3,2	763	3,4
4307.....	808	4,2	792	2,9
4516.....	840	3,2	816	2,5
4753.....	863	3,3	836	2,5
5026.....	885	2,0	859	2,2
5348.....	898	1,0	873	0,5
5742.....	905	2,2	877	1,7
5980.....	913	5,0	885	2,7
6238.....	929	3,1	897	4,7
6530.....	938	8,6	916	5,4
6858.....	959	6,1	935	4,1
7222.....	970	6,4	947	3,4
7644.....	979	0,8	956	0,8
8130.....	980	1,7	958	3,4
8634.....	982	2,5	965	2,2
9861.....	987	0,4	974	1,5
14522.....	989		984	
Valeur moyenne de n ..		3,5		2,8

Pour le calcul du nombre d'Avogadro, Fowle utilise les huit valeurs, de $\lambda = 3600^{\text{Å}}$ à $\lambda = 4516^{\text{Å}}$, représentant l'ensemble des observations pendant les années 1910-1911. La valeur moyenne de n est 3,9, en sorte que la formule de Lord Rayleigh est applicable.

Mais la transparence pour ces deux années paraît exceptionnelle; la valeur moyenne de n correspondant aux mêmes longueurs d'onde pour l'année 1913 est 3,5.

3° Il apparaît déjà, pour les deux raisons précédentes, que la diffusion d'où résulte le bleu du ciel ne s'effectue pas uniquement sur les molécules gazeuses de l'atmosphère. Voici un nouvel argument en faveur de cette thèse.

Dans le cas où la diffusion serait déterminée uniquement par les molécules gazeuses, l'intensité de la lumière transmise aurait pour expression

$$I = I_0 e^{-\frac{hx}{\lambda^2}};$$

x représentant l'épaisseur qu'aurait l'atmosphère à la supposer homogène et sous une pression égale à la pression normale, et h un coefficient ayant pour expression

$$h = \frac{32\pi^3(\mu-1)^2}{3N}$$

(μ est l'indice de réfraction de l'air sous la pression normale et N le nombre de molécules que renferme 1 cm^3 de gaz sous cette pression).

Les données pour le calcul de hx sont :

$$\begin{aligned}\mu - 1 &= 3 \cdot 10^{-4}, \\ N &= 3,06 \cdot 10^{19} \text{ (1)}, \\ x &= 8 \cdot 10^5,\end{aligned}$$

d'où

$$hx = 7,78 \cdot 10^{-19}.$$

Le Tableau VI permet de comparer les valeurs du

(1) *Recueil des Constantes physiques*, publié par la Société française de Physique, Paris, 1913.

coefficient de transmission $\frac{I}{I_0}$ calculées pour différentes longueurs d'onde aux valeurs observées par Abbot à Washington (au niveau de la mer).

TABLEAU VI.

λ .	Coefficients de transmission	
	calculés = T_λ .	observés = t_λ .
μ		
0,40.....	0,69	0,543
0,45.....	0,80	0,640
0,50.....	0,88	0,705
0,60.....	0,94	0,760
0,70.....	0,97	0,839
0,80.....	0,98	0,865

Les valeurs observées sont très inférieures à celles que fournit l'application de la formule de Lord Rayleigh. Les observations faites à des altitudes plus grandes, le Mont Wilson ou le Mont Witney par exemple, fourniraient des coefficients plus approchés des nombres théoriques.

19. Proposons-nous d'étudier quelle est la distribution des particules qui permettrait de se rendre compte de l'absorption réelle exercée par l'atmosphère sur les radiations qui parviennent au niveau de la mer.

Les extrapolations d'Abbot relatives à la répartition de l'énergie dans le spectre du Soleil permettent de calculer un coefficient moyen de transmission pour le spectre visible

$$t_m = \frac{\sum_{0,4}^{0,8} I_\lambda t_\lambda d\lambda}{\sum_{0,4}^{0,8} I_\lambda d\lambda} = 0,74.$$

Si la diffusion s'effectuait uniquement sur les molécules gazeuses, le coefficient moyen de transmission T_m

serait plus élevé :

$$T_m = \frac{\sum_{0^{\mu},4}^{0^{\mu},8} I_{\lambda} T_{\lambda} d\lambda}{\sum_{0^{\mu},4}^{0^{\mu},8} I_{\lambda} d\lambda} = 0,88.$$

La simple inspection du Tableau VI montre que ces valeurs moyennes T_m et t_m sont sensiblement égales aux coefficients monochromatiques de transmission que présenteraient l'atmosphère théoriquement réduite aux molécules d'une part, et l'atmosphère réelle d'autre part, pour la longueur d'onde $\lambda = 0^{\mu},50$.

Cherchons quels sont le nombre et la grosseur des particules en suspension dans un milieu non diffusant et non absorbant qui fourniraient, pour un rayonnement monochromatique $\lambda = 0^{\mu},50$, une transmission égale à la transmission réelle $t_m = 0,74$. D'après la théorie de Lord Rayleigh, l'intensité transmise par un milieu trouble de constitution uniforme a pour expression

$$I = I_0 e^{-\frac{hx}{\lambda^4}},$$

le coefficient h étant donné par la formule

$$h = \frac{8\pi^3}{3} \left(\frac{D' - D}{D} \right)^2 N \nu^2,$$

où N désigne le nombre des particules par centimètre cube, ν le volume moyen de ces particules et $\frac{D' - D}{D}$ une expression liée à l'indice n' de la substance des particules, supposées sphériques, par la relation

$$\frac{D' - D}{D} = \frac{3n'^2 - 1}{n'^2 + 2}.$$

Si les particules étaient constituées par de l'eau liquide ($n' = \frac{4}{3}$), $\frac{D' - D}{D}$ serait égal à 0,78; nous prendrions comme valeur approchée $\frac{D' - D}{D} = 1$.

Faisons l'hypothèse simple que le nombre des particules en suspension dans un centimètre cube subit, à mesure que l'altitude augmente, une décroissance exponentielle identique à celle de la pression atmosphérique. On pourra alors supposer l'atmosphère uniforme et d'épaisseur $x = 8.10^5$ cm, avec un nombre de particules en suspension par centimètre cube égal à celui qui s'observe au voisinage du sol ⁽¹⁾.

On aura alors

$$\frac{hx}{\lambda^4} = \frac{8\pi^3}{3} N \nu^2 8.10^5 \left(\frac{10^5}{5,0} \right)^4 = 10^{25} N \nu^2.$$

Le coefficient de transmission 0,74 correspond à une valeur de $\frac{hx}{\lambda^4}$ (coefficient d'absorption) sensiblement égale à 0,26. D'où

$$N \nu^2 = 0,26.10^{-25}.$$

Si l'on connaît N , la relation précédente permettrait de calculer le volume ν et par suite le rayon r des particules. Le Tableau VII donne ainsi les valeurs de r correspondant à différentes valeurs supposées pour N .

TABLEAU VII.

N.	r.
	μ
100 000	0,0495
10 000	0,073
1 000	0,107
100	0,157
10	0,235

⁽¹⁾ L'atmosphère uniforme ainsi envisagée présente la même absorption qu'une atmosphère ayant la même épaisseur que l'atmosphère réelle et dans laquelle le nombre de particules par centimètre cube à l'altitude z serait $N e^{-kz}$, k désignant le coefficient de décroissance de la pression gazeuse qu'introduit la loi de Laplace.

Si nous admettons, suivant l'hypothèse de Lord Rayleigh, que la diffusion sur les molécules gazeuses entre en jeu et fournit un coefficient de transmission théorique que nous avons calculé être égal à 0,88 pour $\lambda = 0^{\mu}, 50$, les particules étrangères en suspension n'ont à rendre compte que de l'excès

$$0,88 - 0,74 = 0,14$$

du coefficient de transmission théorique sur le coefficient réel.

En supposant encore que la décroissance en fonction de l'altitude du nombre de ces particules soit la même que la décroissance de la pression gazeuse, on obtiendrait de la même manière que précédemment

$$Nv^2 = 0,14 \cdot 10^{-25},$$

N et v désignant toujours le nombre et le volume des particules au voisinage du sol. Les valeurs simultanées de N et de r , légèrement différentes des précédentes, sont indiquées dans le Tableau VIII.

TABLEAU VIII.

N.	r .
	μ .
100 000.....	0,045
10 000.....	0,066
1 000.....	0,097
100.....	0,142
10.....	0,213

Les Tableaux VII et VIII donnent donc le nombre et le rayon des particules qu'il faudrait supposer en suspension dans l'air au voisinage du sol pour rendre compte de l'absorption atmosphérique moyenne pour le rayonnement solaire en supposant : dans le premier cas que la diffusion sur les molécules ne joue aucun rôle, et dans le second, qu'elle intervient pour une part indiquée par le calcul que nous avons donné plus haut.

Faisons remarquer tout d'abord que nos connaissances sur les particules en suspension sont trop incomplètes pour nous permettre de choisir entre les couples de valeurs indiquées par le calcul, dont on peut dire simplement qu'elles sont vraisemblables.

D'après Aitken (1) le nombre de germes de condensation pour la vapeur d'eau pourrait être de l'ordre de 100 000 par centimètre cube au voisinage du sol. Henriet (2) développant une théorie dont le principe est dû à Langevin indique comme une hypothèse très vraisemblable pour expliquer la condensation de vapeur d'eau, l'existence constante, dans l'atmosphère même assez loin de l'état de saturation, d'eau condensée sous forme de particules invisibles ayant un diamètre de l'ordre du $\frac{1}{100}$ de micron. D'après A.-B. Chauveau (3) il peut subsister dans le gaz de véritables gouttelettes d'un diamètre voisin de $0^{\mu},01$ qui persistent même quand la vapeur n'est plus saturante : les gros ions dont Langevin a démontré l'existence constante et en quantité notable dans l'atmosphère représenteraient ces gouttelettes chargées électriquement ; Langevin évalue leur nombre à 20 000 par centimètre cube.

Les valeurs de N et de r déduites de l'étude de l'absorption ne sont pas en désaccord avec les considérations précédentes.

20. Les variations simultanées de la polarisation et de l'intensité transmise doivent avoir leur origine dans des variations du nombre et de la grosseur des particules.

(1) AITKEN, *Proceedings of the Royal Society* (London), t. LI, 1892, p. 480; *Transactions of the Royal Society* (Edinburgh), t. XXX, p. 337, et t. XXXIX, p. 15.

(2) HENRIET, *Contribution à l'étude de l'air atmosphérique* (Thèse de la Faculté des Sciences de Paris, 1906).

(3) A.-B. CHAUVEAU, *Le Radium*, t. IX, 1912, p. 167.

Voici, pour diverses épaisseurs atmosphériques traversées, quelques valeurs de l'intensité transmise correspondant à des polarisations différentes :

Dates.	$\mathcal{E}$.	I.	P.	P'.	P''.
14-15 février 1912 ...	2,85	1,125	0,72	1,015	0,62
2- 3 mai 1912.	1,16	1,300	0,63	1,240	0,50
18-19 juin 1912.	1,09	1,350	0,63	1,290	0,57

Pour une transmission verticale ($\mathcal{E}=1$), ces observations conduisent à admettre comme vraisemblables des variations de l'intensité transmise de l'ordre de $0^{\text{cal}},05$. En adoptant pour la valeur de la constante solaire le nombre d'Abbot, 2^{cal} , et pour valeur de l'intensité reçue au niveau du sol, $1^{\text{cal}},340$, la variation relative d'absorption est

$$\frac{0,05}{2-1,340}, \text{ soit } \frac{75}{1000} \text{ environ.}$$

Admettons que cette variation puisse atteindre $\frac{1}{10}$. Dans l'hypothèse que l'absorption est produite par des particules en suspension, la variation possible du nombre et de la grosseur des particules est fournie par la relation

$$\frac{d(N\rho^2)}{N\rho^2} = \frac{1}{10};$$

ce qui suppose, pour un volume invariable des particules, que leur nombre augmente du dixième de sa valeur, ou, pour un nombre constant de particules, que le rayon de chacune d'elles s'accroisse de $\frac{1}{60}$.

Des modifications relativement peu importantes dans la composition de l'atmosphère suffisent à rendre compte des variations observées dans le pouvoir absorbant.

21. Sur l'influence possible des phénomènes de fluorescence dans l'explication du bleu du ciel. — Si le bleu du

ciel est produit uniquement par la diffraction de la lumière solaire sur des particules ayant des dimensions négligeables vis-à-vis des longueurs d'onde, l'intensité de la lumière diffusée par rapport à la lumière transmise doit être en raison inverse de la quatrième puissance de la longueur d'onde.

La plupart des auteurs qui ont étudié le bleu du ciel, en particulier Crova ⁽¹⁾ et Zettwich ⁽²⁾, ont supposé une loi en $\frac{1}{\lambda^n}$ et déterminé les valeurs de n qui s'accordent avec les observations. Ces valeurs, variables avec l'heure, le mois, les conditions climatériques, sont souvent inférieures à 4 : la raison de ce fait doit être cherchée dans la présence de grosses particules en suspension qui diffusent vers les courtes longueurs d'onde moins de lumière que ne l'indique la loi de Lord Rayleigh. Mais pour des journées exceptionnement belles, surtout l'hiver, les valeurs de n atteignent et même dépassent 4 ⁽³⁾.

Pour faire rentrer ces valeurs de n anormalement grandes dans la théorie de Lord Rayleigh, Crova raisonne de la manière suivante :

« La loi $\frac{1}{\lambda^4}$, dit-il, n'est vraie que si le nombre N des particules en suspension est le même pour toutes les dimensions comparables aux longueurs d'onde depuis le

(1) CROVA, *Annales de Chimie et de Physique*, 6^e série, t. XX, 1890, p. 480, et t. XXV, 1892, p. 534.

(2) ZETTWICH, *Philosophical Magazine*, 6^e série, t. IV, 1902, p. 199.

(3) « La valeur de Lord Rayleigh, 4, est continuellement approchée et dans certains cas dépassée. » (ZETTWICH, *loc. cit.*, p. 201.) « La valeur annuelle se rapproche de celle qui correspondrait à la loi $\frac{1}{\lambda^{3,5}}$; le maximum mensuel de janvier se rapprocherait de la loi $\frac{1}{\lambda^{4,1}}$, et le minimum mensuel d'août de la loi $\frac{1}{\lambda^{1,6}}$. » (CROVA, *loc. cit.*, t. XXV, p. 566.)

rouge jusqu'au violet. » Si le nombre des particules de différentes grandeurs n'est pas le même, « il faut tenir compte de celles dont le diamètre est la même fraction des longueurs d'ondes correspondantes, les plus grosses n'intervenant sensiblement que pour diffuser la lumière rouge et les plus petites pour la lumière violette » (1). L'intensité de la lumière diffusée pourra être exprimée par $\frac{N}{\lambda^4}$, N désignant le nombre des particules dont les dimensions sont comparables à la longueur d'onde λ . Si l'on supposait, ce qui est vraisemblable, que le nombre des particules de différentes grosseurs est en raison inverse de la racine carrée de leur rayon,

$$N = \frac{B}{\sqrt{r}},$$

en prenant toutes les particules qui sont la même fraction de la longueur d'onde, on en aurait

$$\begin{array}{lll} \frac{B}{\sqrt{r_1}} & \text{avec} & r_1 = k \lambda_1 \quad \text{qui diffuseraient } \lambda_1, \\ \frac{B}{\sqrt{r_2}} & \text{avec} & r_2 = k \lambda_2 \quad \text{qui diffuseraient } \lambda_2, \\ \dots & \dots & \dots \end{array}$$

en sorte que l'intensité $\frac{N}{\lambda^4}$ de la lumière diffusée pour différentes longueurs d'onde serait proportionnelle à $\frac{B}{\lambda^{\frac{5}{2}}}$.

Il nous paraît que le raisonnement précédent est basé sur une interprétation peu correcte de la loi de Lord Rayleigh. L'énergie diffusée par une particule de volume v est, en effet, de la forme

$$\frac{k v^2}{\lambda^4},$$

(1) GROVA, *loc. cit.*, t. XXV, p. 535.

à la seule condition que le volume v ait des dimensions linéaires négligeables vis-à-vis de la longueur d'onde. Si donc le milieu contient des particules de volume $v, v', v'', \dots$ en nombre $n, n', n'', \dots$, l'énergie totale diffusée, pour la longueur d'onde λ , sera

$$k(n v^2 + n' v'^2 + n'' v''^2 + \dots) \frac{1}{\lambda^4}.$$

La constante k ne dépend d'ailleurs que de la nature des particules et non de leur grosseur. En sorte que la loi précédente sera applicable pour toutes les longueurs d'onde, à condition que les plus grosses particules aient des dimensions linéaires négligeables vis-à-vis de la plus petite longueur d'onde visible. Il n'est nullement besoin de faire intervenir la loi de répartition des particules de différentes grosseurs.

Avec des particules trop grosses vis-à-vis des plus courtes longueurs d'onde efficaces, la loi de Lord Rayleigh pourra n'être applicable qu'au-dessus d'une certaine valeur λ_0 , la diffusion pour les longueurs d'onde plus courtes étant moindre que ne le voudrait cette loi. L'intensité de la diffusion est assez bien représentée par une formule en $\frac{1}{\lambda^n}$, l'exposant n étant inférieur à 4. Mais en aucun cas, s'il y a uniquement diffusion par des particules, l'exposant n ne saurait être supérieur à 4.

Les valeurs anormalement grandes obtenues dans l'analyse de la lumière diffusée par le ciel, si elles sont confirmées, doivent être interprétées en dehors de la théorie de Lord Rayleigh. On pourrait en trouver la raison dans l'existence, très vraisemblable, sinon certaine, d'une fluorescence de l'atmosphère sous l'action des radiations ultraviolettes absorbées (1). Comme la fluorescence produit

(1) Cornu a mis le premier en évidence l'absorption considérable exercée par l'atmosphère sur l'ultraviolet (*Comptes rendus*, t. LXXXVI,

surtout des radiations de courtes longueurs d'onde, la lumière ainsi émise viendra augmenter l'intensité du bleu; la croissance de l'intensité vers les courtes longueurs d'onde sera alors plus rapide que ne le voudrait la loi de Lord Rayleigh, d'où une loi en $\frac{1}{\lambda^n}$ avec $n > 4$. Cet accroissement de n sous l'influence de la lumière de fluorescence est généralement masqué par la présence de grosses particules en très grand nombre qui exercent un effet inverse. Il pourra devenir sensible à mesure que diminue l'intensité totale de la lumière diffusée par le ciel, ce qui, sous nos latitudes, se produit pendant l'hiver.

Remarque. — On a vu plus haut (18) comment les mesures effectuées par Abbot permettaient d'étudier la loi d'absorption de l'atmosphère pour les radiations solaires. La variation du coefficient de transmission en fonction de la longueur d'onde peut s'exprimer par une loi de la forme $e^{-\frac{h\nu}{\lambda^n}}$. La valeur de n se rapproche de 4 à mesure qu'on utilise des observations faites sous des altitudes de plus en plus grandes. En aucun cas la moyenne des valeurs de n n'atteint et surtout ne dépasse n .

Encore les coefficients de transmission qui ont été utilisés pour le calcul sont-ils ceux qu'on devrait attribuer à l'atmosphère supposée dépouillée de vapeur. Avec les coefficients de transmission réellement observés, les valeurs de n seraient diminuées, comme on peut le voir sur l'exemple du Tableau IX emprunté à une détermination d'Abbot.

1878, p. 101; t. LXXXVIII, 1879, p. 1101; t. LXXXIX, 1879, p. 808; t. XC 1880, p. 940. « Il n'est pas impossible, dit-il ailleurs, que dans l'air atmosphérique, il existe en petite quantité des composés carbonés fluorescents, capables de donner à l'atmosphère, sinon la totalité de cette couleur azur que nous lui connaissons, du moins d'en fournir une certaine part. » (*Revue scientifique*, 9 mars 1889, p. 292.)

Ainsi, la transmission des radiations solaires à travers notre atmosphère suit une formule exponentielle $e^{-\frac{hx}{\lambda^n}}$, l'exposant n étant inférieur ou au plus égal à 4. Si la coloration du ciel est due uniquement à la diffusion des radiations absorbées, le rapport de l'intensité de la lumière diffusée par le ciel à l'intensité directement transmise pour les différentes longueurs d'onde doit être proportionnel à $\frac{1}{\lambda^n}$, n étant encore inférieur ou au plus égal à 4. Il serait donc intéressant de reprendre les expériences de Zettwich et de Crova, et, si les valeurs de n supérieures à 4 étaient confirmées, de chercher la cause de cette anomalie.

TABLEAU IX.

[Observations du 26 mai 1910 (1). — Vapeur d'eau précipitable :

$$w = 13,1.]$$

λ .	$\frac{I}{I_0}$ (obs.).	Valeurs de n à partir des coefficients de transmission	
		observés.	rapportés à l'air sec.
μ			
0,40.....	0,721		
0,45.....	789	2,74	2,88
0,50.....	848	3,44	3,73
0,60.....	868	0,83	0,99
0,70.....	920	3,44	3,49
0,80.....	946	3,97	3,45
1,00.....	968	2,40	3,42
Valeur moyenne de n		2,65	3,00

(1) *Annals of the Astrophysical Observatory of the Smithsonian Institution*, t. III, 1913, p. 109.

CHAPITRE VII.

Influence de la polarisation de la lumière diffusée par le ciel sur les valeurs obtenues pour la constante solaire.

22. Un examen même superficiel montre que les courbes horaires des calories obtenues pour des journées voisines ont des formes nettement différentes suivant les valeurs de la polarisation.

Nous nous sommes proposé de rechercher s'il y avait une relation entre les variations de la polarisation et celles des valeurs de la *constante solaire* déduites de l'étude des courbes horaires.

Nous avons comparé les journées voisines ayant fourni de bonnes courbes horaires et pour lesquelles les valeurs de la polarisation sont différentes.

1° Nous avons d'abord représenté graphiquement sur les courbes des figures 29, 30, 31 et 32 les intensités calorifiques I en fonction des épaisseurs atmosphériques traversées $\mathcal{E}$; les courbes obtenues, prolongées jusqu'à l'axe des intensités ($\mathcal{E} = 0$), donnent la valeur qu'aurait l'intensité pour une épaisseur atmosphérique nulle, c'est-à-dire la constante solaire. Or, même pour des journées voisines, les courbes ont des allures nettement différentes : celles qui se relèvent le plus vite vers l'axe des ordonnées et qui doivent fournir une valeur plus élevée de la constante solaire sont celles qui correspondent aux plus faibles polarisations.

2° Nous avons utilisé pour le calcul de la constante solaire la formule de Crova

$$I = \frac{C}{(1 + \mathcal{E})^p}.$$

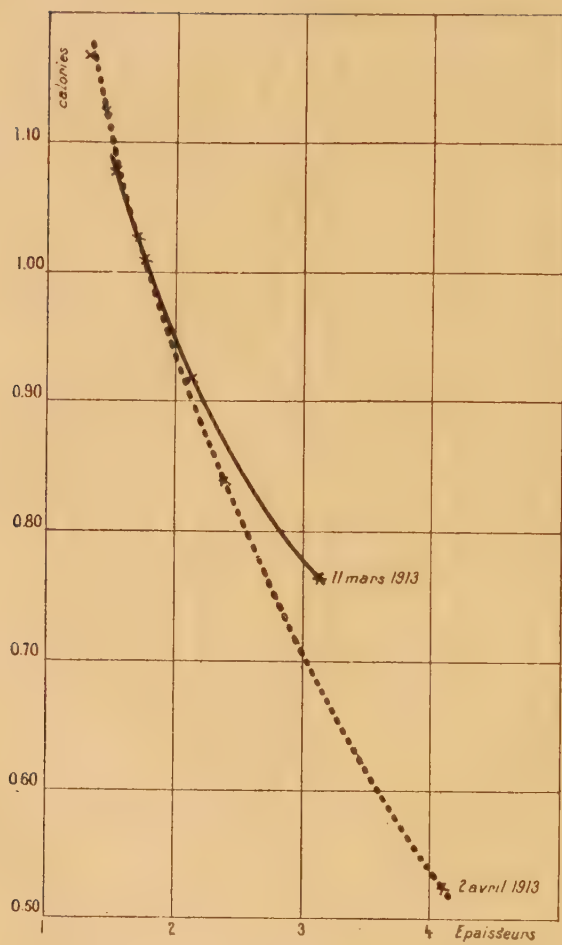


Fig. 29.

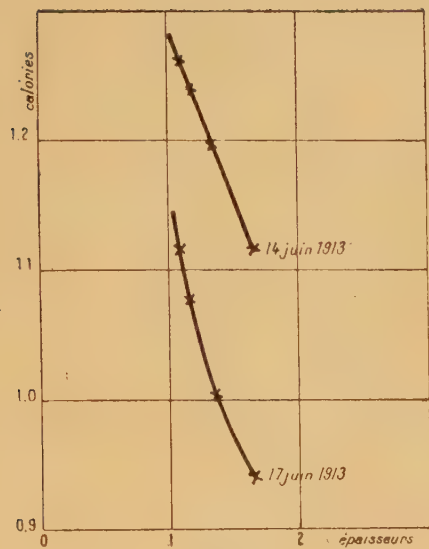


Fig. 30.

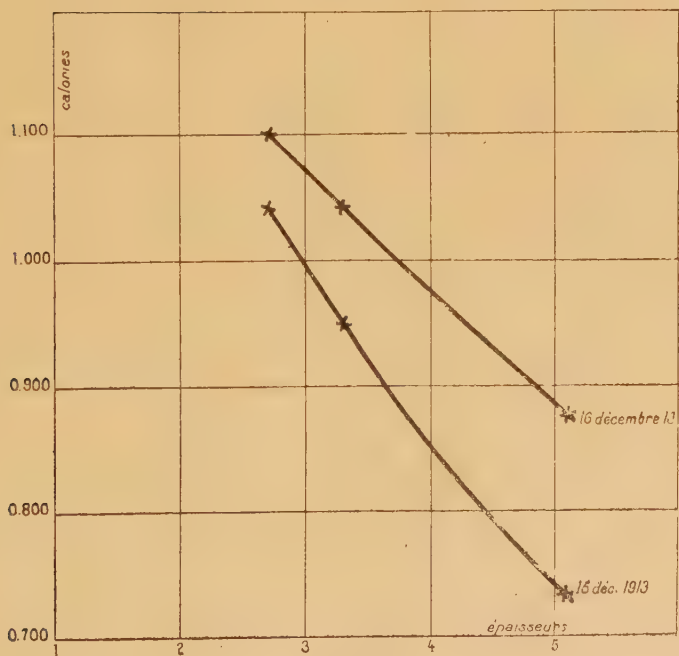


Fig. 31.

Voici résumés en des Tableaux quelques résultats

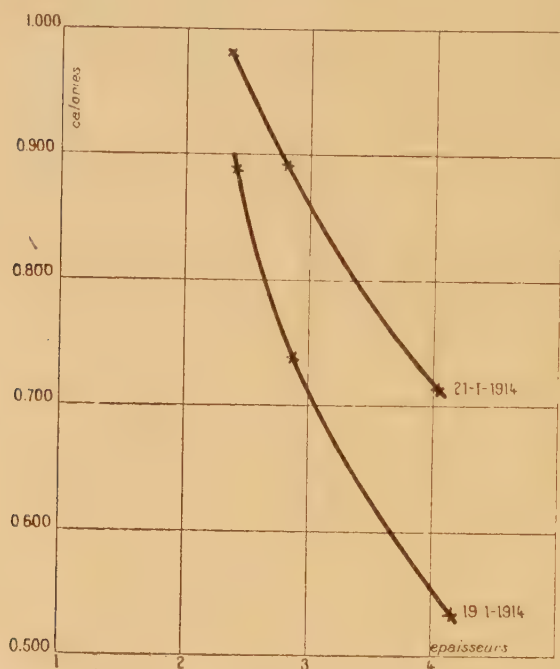


Fig. 32.

relatifs à des couples de journées voisines pour lesquelles les polarisations P étaient différentes :

H.	C.	I.	P.	p.	C.
11 mars 1913.					
^h 13.....	1,52	1,098	0,44	0,78	2,241
14.....	1,71	1,029	0,49		
15.....	2,12	0,917	0,49		
16.....	3,12	0,764	0,485		
2 avril 1913.					
13.....	1,32	1,168	»	0,91	2,593
14.....	1,46	1,124	0,44		
15.....	1,76	1,010	0,44		
16.....	2,38	0,838	»		
17.....	4,09	0,524	»		

H. C. L. P. p. C.

14 juin 1913.

8 ^h	1,65	1,116	0,545	} 0,48	1,837
9.....	1,35	1,198	»		
10.....	1,18	1,241	0,545		
11.....	1,09	1,262	»		

17 juin 1913.

8.....	1,65	0,940	0,45	} 0,86	2,032
9.....	1,35	1,004	0,45		
10.....	1,18	1,078	0,45		
11.....	1,09	1,116	0,45		

15 décembre 1913.

13.....	2,71	1,042	»	} 0,68	2,588
14.....	3,30	0,949	0,59		
15.....	5,08	0,734	0,61		

16 décembre 1913.

13.....	2,71	1,102	»	} 0,43	2,067
14.....	3,30	1,041	0,66		
15.....	5,09	0,880	0,67		

19 janvier 1914.

13.....	2,40	0,888	»	} 1,22	3,981
14.....	2,86	0,738	0,43		
15.....	4,14	0,536	0,44		

21 janvier 1914.

13.....	2,36	0,982	0,50	} 0,89	2,561
14.....	2,80	0,890	0,515		
15.....	4,03	0,714	0,545		

Les observations précédentes établissent que, pour des journées voisines, la valeur de la constante solaire varie en sens inverse de la polarisation.

Cette remarque montre avec quelle prudence il convient d'accueillir les déterminations de la constante solaire

effectuées par les seules méthodes pyrhéliométriques : toutes impliquent une extrapolation d'un caractère hypothétique et qui, on vient de le voir, dépend étroitement des conditions atmosphériques. Il est possible que les divergences entre les valeurs de la constante solaire obtenues par les différents observateurs puissent s'expliquer, indépendamment des défauts des instruments et des formules utilisées pour le calcul, par des différences dans le pouvoir absorbant de l'atmosphère, différences que révèlent les mesures polarimétriques.

Toutefois, si les mesures pyrhéliométriques ne semblent permettre la détermination *précise* de la constante solaire qu'avec le concours de mesures spectrobolométriques simultanées (Abbot), elles restent précieuses pour évaluer commodément les intensités calorifique reçues à la surface du sol et pour étudier les variations du pouvoir absorbant de notre atmosphère, questions qui sont du plus grand intérêt pour la Météorologie.

DEUXIÈME PARTIE.

LE RAYONNEMENT THERMIQUE DE L'ATMOSPHÈRE.

CHAPITRE I.

Le rayonnement nocturne. — Historique. Méthodes et appareils de mesure.

23. La température d'un corps exposé à l'air libre, pendant une nuit calme et sereine, devient rapidement inférieure à celle de l'air ambiant.

Ce refroidissement semble avoir été étudié pour la première fois par Wilson ⁽¹⁾ en 1783. Des expériences analogues à celles de Wilson, en vue de déterminer la différence de température qui s'établit, pendant la nuit, entre l'air et des surfaces rayonnantes de diverses natures, pour des conditions variées d'exposition, ont fait l'objet de recherches de Six ⁽²⁾, de Wells ⁽³⁾ qui, le premier, donna du phénomène une interprétation correcte sur laquelle nous reviendrons, de Pouillet ⁽⁴⁾, de Glaisher ⁽⁵⁾, de Boussingault ⁽⁶⁾, etc.

Une admirable Notice d'Arago ⁽⁷⁾ résume la connaissance expérimentale qu'on avait du rayonnement nocturne en 1828.

« Si l'on place en plein air, dans une nuit calme et sereine, de petites masses d'herbe, de coton, d'édredon, ou de toute autre substance filamenteuse, on trouve après un certain temps, que leur température est de 6°, de 7° et même de 8° C. au-dessous de la température de l'atmosphère ambiante.

» Dans les lieux où la lumière du Soleil ne pénètre pas, et d'où l'on découvre une grande étendue du ciel, cette différence entre la température de l'herbe, du coton, etc. et de l'atmosphère commence à se faire sentir vers les 3^h ou 4^h de l'après-midi, c'est-à-dire dès que la température diminue; le matin, elle persiste plusieurs heures après le lever du Soleil.

(1) WILSON, *Edimburg. Phil. Trans.*, t. I, 1771, p. 153.

(2) SIX, *Six's Posthumous Works*. Canterbury, 1794.

(3) WELLS, *Ann. de Chim. et de Phys.*, t. V, 1817, p. 183.

(4) POUILLET, *Comptes rendus Acad. Sc.*, t. VII, 1838, p. 24.

(5) GLAISHER, *Phil. Trans. of the Royal Society of London*, 1847, p. 119.

(6) BOUSSINGAULT, *Ann. de Chim. et de Phys.*, 3^e série, t. LII, 1858, p. 485.

(7) *Annuaire du Bureau des Longitudes pour l'an 1828*, p. 145-152. Voir également *Œuvres de François Arago*, t. VIII, p. 83-146. Paris et Leipzig, 1858.

» *Influence des nuages.* — Dans une nuit sereine, l'herbe d'un pré était de $6^{\circ},7$ C. plus froide que l'air : des nuages survinrent; aussitôt, l'herbe se réchauffa de $5^{\circ},6$ sans que la température de l'atmosphère eût changé.

» *Influence des écrans artificiels.* — Un thermomètre en contact avec un flocon de laine déposé sur une planche élevée de 1^m au-dessus du sol, marquait, par un temps calme et serein, 5° C. de moins qu'un second thermomètre dont la boule touchait un flocon de laine tout pareil, mais qui se trouvait placé sous la face inférieure de la même planche.

» *Effet du pouvoir rayonnant.* — Les mêmes circonstances atmosphériques qui rendent les feuilles des plantes, la laine, l'édredon, etc. de 7° à 8° C. plus froids que l'air, abaissent la température des métaux de 1° ou 2° seulement.

» Ce léger refroidissement est plus perceptible sur le platine, le fer, l'acier et le zinc, que sur l'or, l'argent, le cuivre et l'étain. Ces quatre derniers métaux sont ceux qui possèdent le moindre pouvoir émissif.

» *Effets de la conductibilité.* — Une feuille de métal peu étendue et mince, une feuille de papier doré, par exemple, se refroidit sensiblement plus qu'une masse épaisse du même métal.

» Dans ce dernier cas, la couche superficielle reçoit continuellement des couches inférieures, par voie de conductibilité, une partie de la chaleur dont le rayonnement l'a privée; dans l'autre cas, rien ne répare la perte.

» *Effet du vent.* — Le vent accélère le refroidissement d'un corps plus chaud que lui; il doit donc hâter l'échauffement d'un corps plus froid. Le vent, pendant une nuit sereine, amenant continuellement de nouvelles couches atmosphériques à la surface de tous les corps que

le rayonnement tend à refroidir, empêchera que leur température ne s'abaisse autant qu'elle l'aurait fait sans cela. Quand le ciel est couvert de nuages, l'herbe elle-même n'est jamais plus froide que l'air si le vent est fort; par un ciel parfaitement serein, le vent amoindrit mais ne masque pas tout à fait l'influence du rayonnement » (1).

Melloni (2) précise, en 1847, sous quelles conditions les refroidissements observés pourront être le mieux comparables entre eux. Le pouvoir émissif des métaux étant très faible, un thermomètre dont la boule est enfermée dans un étui de cuivre poli ou de fer-blanc, exposé de nuit au milieu des champs, loin du contact des substances qui rayonnent la chaleur avec une grande énergie, donne sensiblement la véritable température de la couche d'air où ils se trouve plongé, quels que soient l'état du ciel et le calme de l'atmosphère. Deux thermomètres armés d'étuis métalliques dont l'un est poli et l'autre recouvert de noir de fumée, suspendus à l'air libre et à la même hauteur par des fils métalliques, pendant un temps calme et serein, marquent toujours des températures différentes : le thermomètre noirci se maintient à la température la plus basse. L'écart de température, dans les circonstances les plus favorables, reste compris entre $1^{\circ},5$ et $1^{\circ},7$; il ne dépend pas de la valeur, plus ou moins élevée, de la température de l'atmosphère; il disparaît sous l'influence d'un vent fort ou d'un ciel nuageux. Melloni explique les écarts beaucoup plus élevés, atteignant et parfois dépassant 10°C. , observés par ses prédécesseurs entre un thermomètre placé sur l'herbe et un second thermomètre suspendu à quelques pieds au-dessus de l'herbe de la manière suivante : Les tiges d'herbe se refroidissent d'abord, par le rayonnement,

(1) Pages 149 à 152 de l'*Annuaire* et 87 à 90 des *Œuvres*.

(2) MELLONI, *Ann. de Chim. et de Phys.*, 3^e série, t. XXII, 1848, p. 129 et 467.

de 2° au-dessous de l'air environnant. L'air est alors refroidi par le contact avec l'herbe, et forme autour d'elle un bain d'air froid. Mais la tendance de l'herbe est de conserver une différence constante entre sa propre température et celle du milieu environnant. Sa température baisse donc. Celle de l'air, refroidi de plus en plus par le contact avec l'herbe, baisse à son tour; mais l'herbe cherche de nouveau à rétablir la différence première, elle est de nouveau suivie par l'air, et ainsi, par une série d'actions et de réactions, la couche entière d'air en contact avec l'herbe descend bien au-dessous de la température qui correspond au pouvoir rayonnant réel de l'herbe.

Les *Notions générales de Physique et de Météorologie* (Paris, 1853) de Pouillet contiennent un exposé excellent des méthodes alors utilisées pour étudier le rayonnement nocturne et des connaissances acquises :

« Le soir, après le coucher du Soleil, les corps se refroidissent par leur pouvoir émissif et tombent, en général, à des températures inférieures à la température de l'air. On en peut faire l'expérience de la manière suivante : On pose horizontalement, sur le sol ou sur le gazon, divers thermomètres; les uns avec leur enveloppe vitreuse naturelle, les autres noircis, dorés ou argentés; si le ciel est serein et l'air calme, on remarque bientôt qu'ils indiquent tous des températures différentes, les noircis étant plus froids que les dorés ou les argentés. Des thermomètres pareils, suspendus au même lieu dans leur position naturelle, à 1^m environ au-dessus du sol, indiquent tous à peu près la même température; les noircis s'accordent avec les dorés, et leur température commune est supérieure à celle des thermomètres horizontaux.

» Les thermomètres suspendus marquent sensiblement la température de l'air, car ils restent au même point lorsqu'on agite l'air autour d'eux. Ce n'est pas que dans cette situation ils aient perdu leur pouvoir émissif; mais ils

ne rayonnent pas vers le zénith et, de plus, s'ils se refroidissent un peu, la couche d'air qui les enveloppe se refroidit aussi, descend par sa pesanteur spécifique, est remplacée par une autre qui les réchauffe, et ces courants naturels les maintiennent à peu près à la température de l'air.

» Les thermomètres horizontaux éprouvent d'autres effets : ils rayonnent vers le zénith et vers toutes les portions les plus élevées du ciel, surtout si l'expérience se fait dans un lieu bien découvert. Cette portion de la vaste enceinte qui les enveloppe n'est pas assez chaude pour réparer leur perte, ils donnent plus qu'ils ne reçoivent, et se refroidissent. L'air qui les touche se refroidit aussi ; mais il reste là parce qu'il occupe la place que lui assigne sa densité. Ainsi protégés contre les courants d'air, ces thermomètres se refroidissent donc de plus en plus, les dorés moins que les vitreux, et ceux-ci moins que les noirs. Ces derniers arrivent bientôt à 5° ou 6° au-dessous de la couche d'air qui les couvre à une certaine hauteur. Quelquefois même cet abaissement va jusqu'à 12° ou 15°, quand les circonstances sont les plus favorables au *rayonnement nocturne*.

» On démontre au moyen de l'appareil suivant combien le rayonnement vers le zénith est plus efficace que le rayonnement vers les parties basses du ciel. *ab* est une feuille mince de plaqué d'argent formant un cône très évasé, dont la base supérieure est un peu plus élevée que la boule *c* du thermomètre ; elle empêche que l'air refroidi ne tombe et ne se renouvelle, et, en même temps elle arrête le rayonnement terrestre ; *ef* est un fil de laiton, fin et roide, courbé en cercle dont *c* est le centre, et sur lequel glisse le petit écran *g* : aussitôt que l'on met cet écran près du zénith, le thermomètre remonte, et il s'abaisse d'autant plus que l'écran est plus rapproché des bords du cône.

» L'actinomètre de M. Pouillet est destiné à mesurer les effets du rayonnement nocturne. C'est un cylindre de métal mince, à deux enveloppes, qui sont séparées par du duvet de cygne; le cylindre intérieur contient quatre disques superposés du même duvet; c'est au milieu de

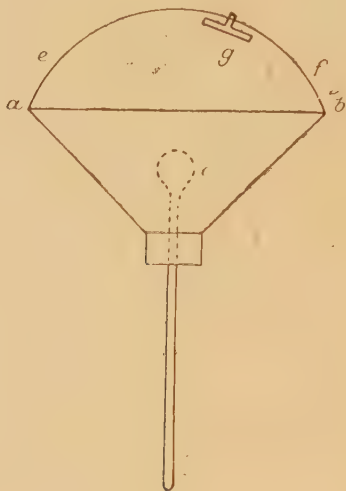


Fig. 33.

cet appareil que se trouve la boule du thermomètre soumise au rayonnement. Il importe que la surface supérieure soit bien horizontale pour que l'air refroidi ne puisse pas glisser et se renouveler.

» D'après ces expériences, on voit que les thermomètres noircis exposés sur le sol ou dans l'actinomètre, par leur refroidissement au-dessous de la température de l'air; doivent bientôt se recouvrir de rosée, et qu'ils peuvent même se couvrir de givre ou de gelée blanche, bien que la nuit soit tiède et que l'air reste à 8° ou 10° au-dessus de zéro.

» Ce que nous disons des thermomètres s'applique à tous les corps, en raison de leur pouvoir émissif et de la

manière dont ils sont exposés dans un lieu plus ou moins découvert, d'où ils peuvent voir une étendue de ciel plus ou moins grande. C'est là, en effet, le principe qui explique tous les phénomènes de la rosée et des gelées du printemps.

» Nous avons supposé l'air calme et le ciel serein; disons un mot maintenant de l'influence du vent et des nuages. Dès que le vent se lève, il amène à sa température tous les corps qu'il rencontre; ainsi tous les effets du rayonnement disparaissent, excepté pour les portions du sol qui sont abritées par des murs, des arbres, des édifices ou des montagnes. Quant à l'influence des nuages, elle est beaucoup plus marquée que l'on ne pourrait le penser : l'actinomètre accuse en quelque sorte le passage de tous les nuages au zénith; on voit le thermomètre remonter rapidement dès qu'un nuage de quelque étendue paraît dans les régions élevées du ciel; et si le ciel se couvre, il forme alors une enceinte avec laquelle le thermomètre fait un échange de chaleur rayonnante beaucoup moins défavorable, car il n'éprouve plus alors que des abaissements insignifiants au-dessous de la température de l'air. Aussi tout le monde sait que les gelées de printemps ne sont pas à craindre tant que le ciel reste couvert, à moins que par des vents froids l'air ne tombe lui-même au-dessous de zéro, ce qui donne au phénomène une autre cause et un autre caractère. » (Pages 228 à 231.)

Citons encore les recherches de Martins ⁽¹⁾, de Frölich ⁽²⁾, de Bartoli et Stracciati ⁽³⁾, celles de Langley pendant la célèbre expédition de 1881 au mont Whitney.

(1) CH. MARTINS, *Ann. de Chim. et de Phys.*, 3^e série, t. LVIII, p. 1860; *Mémoires de l'Académie des Sciences et des Lettres de Montpellier*, t. IV, 1860, p. 278, et t. V, 1861-1862, p. 47 et 133; 1863, p. 361 et 367.

(2) FRÖLICH, *Rep. f. met.*, 1876.

(3) BARTOLI et STRACCIATI, *Boll. Acc. Gioenia*, fasc. 16. Catane, 1890.

24. Les expériences précédentes, d'ordre qualitatif, établissent l'existence d'un rayonnement nocturne, mais sont peu propres à en déterminer la grandeur. Les premières mesures ont été faites par Maurer, à Zurich (1887). Viennent ensuite celles de Pertner sur le Sonnblick (1888), celles de Homén, en Finlande (1897), celles d'Exner sur le Sonnblick (1903), celles d'Angström à Upsala (1905).

Maurer ⁽¹⁾ utilise un disque de cuivre, percé radialement, dans sa masse, d'un petit canal dans lequel on introduit un thermomètre, et dont la face tournée vers le zénith est recouverte de noir de fumée. Le disque est entouré d'une enveloppe qui ne laisse rayonner la surface noircie que vers une portion limitée du ciel autour du zénith. Désignons par θ_0 la température initiale du disque qui est la température constante de l'enveloppe, par θ la température à l'instant t , par S la surface extérieure totale du disque, par s la surface rayonnante, par h le coefficient de conductibilité externe du disque. Maurer établit la relation

$$(1) \quad \theta_0 - \theta = r \frac{s}{h \cdot S} (1 - e^{-mt}),$$

dans laquelle r désigne le rayonnement cherché et m un coefficient relié à h , à S et à la capacité calorifique Mc du disque et de son thermomètre ($m = \frac{hS}{Mc}$). Pour de faibles valeurs de t la formule (1) donne

$$(2) \quad r = \frac{Mc}{ts} \left(1 + \frac{mt}{2} \right) (\theta_0 - \theta).$$

Le coefficient m est déterminé expérimentalement : on laisse rayonner le disque jusqu'à ce que sa température

(1) MAURER, *Sitzungsberichte der Akad. der Wissensch. zu Berlin*, t. II, 1887, p. 925.

devienne inférieure de δ_n à celle de l'enveloppe, on ferme l'ouverture découvrant la surface rayonnante et on observe les différences de température δ en fonction du temps t ; on calcule m par la relation

$$\text{Log } \frac{\delta_n}{\delta} = mt.$$

Pertner (1) observe le refroidissement d'un thermomètre dont le réservoir a été noirci et qu'il dispose à l'intérieur d'un actinomètre de Violle; une large ouverture pratiquée dans l'enveloppe laisse rayonner le réservoir vers une bonne partie de l'espace. La valeur du rayonnement nocturne est obtenue par l'application d'une formule analogue à celle de Maurer.

Homén (2) a utilisé le pyrhéliomètre différentiel d'Angström à disques calorimétriques : deux disques identiques en cuivre massif, d'aire s , dont la face tournée vers le zénith a été noircie, sont exposés *alternativement* au rayonnement; la différence de température des disques est évaluée au moyen d'une pince thermo-électrique sensible. Quand cette différence prend une certaine valeur δ , on couvre le disque qui rayonne, on démasque l'autre et l'on mesure l'intervalle de temps t nécessaire pour que la différence de température se renverse. Pour de faibles valeurs de δ , l'intensité du rayonnement r est donnée par la formule

$$r = 2 \frac{Mc \delta}{ast},$$

Mc désignant la capacité calorifique de chacun des disques, a le pouvoir absorbant de la surface noircie pour les

(1) PERTNER, *Sitzungsberichte der Akad. der Wissensch. zu Wien*, t. XXVII, série IIa, 1889, p. 1562.

(2) HOMÉN, *Der tägliche Wärmeumsatz im Boden und die Wärmestrahlung zwischen Himmel und Erde*. Leipzig, 1897.

radiations de grande longueur d'onde qui entrent seules en jeu.

L'emploi de méthodes consistant à compenser la chaleur perdue dans le rayonnement par celle que développe un courant électrique a constitué un progrès notable. La première tentative fut faite par Exner⁽¹⁾, sur le Sonnblick, à l'aide du pyréliomètre à compensation électrique de K. Angström (3) convenablement modifié : le tube protecteur au fond duquel se trouvent les lames est raccourci afin de permettre à celles-ci de rayonner vers toutes les directions de l'espace; un écran de forme convenable abrite la lame qui ne rayonne pas. On dispose horizontalement le plan des lames, on abrite l'une d'elles avec un écran et l'on envoie dans l'autre le courant compensateur. Exner ne précise pas comment il évalue le rayonnement; on peut en conclure qu'il applique la formule utilisée pour le calcul du rayonnement solaire, ce qui semble légitime. Comme l'écran abrite une partie de la lame rayonnante, Exner ajoute aux valeurs obtenues un terme de correction calculé d'après l'angle solide recouvert par l'écran, en utilisant les formules indiquées par Homén.

25. L'actinomètre à compensation de K. Angström. — Knut Angström⁽²⁾ a construit un actinomètre qui permet de s'affranchir de l'emploi *direct* d'un écran.

Deux petites lames métalliques, placées côte à côte, sont tendues sur un cadre horizontal. Les lames sont constituées par le même métal et sont physiquement identiques, mais l'une d'elles est noircie sur sa face supérieure, tandis que l'autre est polie et brillante. Les faces inférieures sont en contact avec deux soudures thermo-

(1) EXNER, *Met. Zeitschrift*, 1903, p. 409.

(2) Knut ANGSTRÖM, *Nova Acta regiae Scientiarum Upsaliensis*, 4^e série, t. I, fasc. 1, 1905.

électriques faisant partie d'un circuit qui comprend un galvanomètre sensible.

Quand l'appareil est exposé à l'air libre, pendant la nuit, la lame noircie se refroidit plus que la lame brillante. L'équilibre de température est détruit et le galvanomètre dévie. En faisant passer un courant électrique à travers la lame noircie, on rétablit l'équilibre de température et l'on ramène le galvanomètre au zéro (1).

La théorie suivante, *analogue* à celle développée par Angström, montre comment la mesure de l'intensité du courant compensateur permet d'obtenir la valeur du rayonnement :

Désignons par σ le coefficient de la loi de Stéfán relatif à une direction normale à la surface d'émission. Le rayonnement intégral, à la température de T° abs., pour l'ensemble des directions comprises au-dessus de la surface d'émission, est $\pi\sigma T^4$.

Si la température des lames, au moment où l'équilibre est réalisé, prend la valeur θ , le rayonnement nocturne est

$$r = \pi\sigma\theta^4 - q,$$

q désignant le flux de chaleur envoyé dans l'unité de temps par l'atmosphère.

Soient a le pouvoir absorbant de la lame noire pour les radiations de grande longueur d'onde qui entrent en jeu dans les rayonnements considérés, b celui de la lame brillante. Désignons par x la quantité de chaleur compensatrice envoyée dans la lame noire et par y la quantité de chaleur que perd par convection ou conduction chacune des lames.

(1) Afin d'éviter l'influence des courants de convection, on dispose les lames aussi près que possible l'une de l'autre et même on emploie non pas deux, mais quatre lames alternativement brillantes et noires montées parallèlement sur le même cadre à 1^{mm} de distance.

Les deux lames étant physiquement identiques et formées par le même métal, si leur température est la même c'est que la perte totale de chaleur qu'elles subissent est aussi la même; d'où la relation

$$\begin{aligned} a\pi\sigma\theta^4 + y - aq - x &= b\pi\sigma\theta^4 + y - bq \\ &\text{(perte de chaleur pour la lame noire)} \\ &= \text{(perte de chaleur pour la lame brillante),} \end{aligned}$$

qui peut s'écrire

$$\begin{aligned} a(\pi\sigma\theta^4 - q) - x &= b(\pi\sigma\theta^4 - q) \\ ar - x &= br, \end{aligned}$$

et qui donne

$$r = \frac{x}{a - b}.$$

Désignons par i l'intensité du courant de compensation, par ρ la résistance électrique des lames, par A l'inverse de l'équivalent mécanique de la calorie :

$$x = A\rho i^2,$$

d'où

$$r = \frac{A\rho i^2}{a - b} = Ki^2,$$

K étant une constante de l'appareil.

On a supposé dans cette théorie :

1° Que les pouvoirs absorbants a et b sont indépendants de la qualité du rayonnement reçu ou émis, hypothèse qui paraît légitime, les longueurs d'onde qui interviennent étant toujours très grandes;

2° Que la perte de chaleur par convection est la même pour la surface brillante et la surface noire, ce qui semble résulter d'expériences anciennes de Dulong et Petit.

L'appareil est gradué empiriquement : on le met au centre d'une cavité hémisphérique noire dont les parois ont une température T inférieure à θ ; le rayonnement de

l'appareil vers la cavité est

$$r = Ki^2 = \pi\sigma(\theta^4 - T^4),$$

relation qui fournit la valeur de K.

Faisons remarquer à ce propos que la constante K est proportionnelle à la valeur adoptée pour σ . Si cette valeur σ doit être corrigée et remplacée par σ' , il suffira de multiplier tous les résultats obtenus par le facteur $\frac{\sigma'}{\sigma}$.

Recherches faites avec l'actinomètre à compensation électrique d'Angström. — Angström a effectué des recherches à Upsala; la moyenne de 25 déterminations obtenues dans des conditions atmosphériques variées lui a fourni

$$r = 0,176.$$

Lo Surdo ⁽¹⁾ a étudié, à Naples, en septembre 1908, la variation du rayonnement pendant des nuits particulièrement claires et favorables. Il conclut à l'existence d'un maximum prononcé deux heures avant le lever du Soleil. Le même maximum a été observé par Exner, sur le Sonnblick, dans des conditions météorologiques absolument différentes.

Anders Angström ⁽²⁾, par des observations faites à Bassour (Algérie), à 1160^m d'altitude, du 10 juillet au 10 septembre 1912, a établi nettement l'influence de la pression de la vapeur d'eau. Pour une même température moyenne voisine de 20°, les valeurs du rayonnement peuvent être représentées par la relation empirique

$$r = 0,109 + 0,134 e^{-0.10f}.$$

A. Angström a également étudié comment varie le

(1) A. Lo SURDO, *Il nuovo cimento*, 5^e série, t. XV, 1908, p. 252.

(2) Anders ANGSTRÖM, *Astrophysical Journal*, t. XXXVII, 1913, p. 305, et t. XXXIX, 1914, p. 95.

rayonnement qui s'effectue suivant l'ensemble des directions comprises à l'intérieur d'un cône d'angle solide déterminé, lorsqu'on donne différentes directions à l'axe de ce cône; pour un angle φ de cet axe avec la verticale, le rayonnement d'une surface horizontale est *sensiblement* proportionnel à $\cos \varphi$.

26. **Actinomètre à condensation d'Angström.** — Knut Angström a construit un actinomètre dans lequel il compense le refroidissement de la surface rayonnante par une condensation d'éther⁽¹⁾; la quantité d'éther condensée est proportionnelle à l'énergie totale rayonnée.

L'instrument, en verre (*fig.* 34), comprend un réservoir *e* contenant de l'éther à l'intérieur duquel est soudé un deuxième réservoir *l* terminé par un tube vertical gradué *bb* d'environ 15^{cm} de longueur. Au-dessus du réservoir intérieur se trouve la surface *s* noircie sur sa face externe qui n'est que la paroi intérieure, terminée en pointe, du réservoir *e*. L'appareil est un vase clos contenant de l'éther. L'air en est chassé par l'ébullition dans le vide. Le vase de verre est entouré d'une enveloppe en métal poli qui l'enferme de tous côtés, laissant seulement un trou circulaire au-dessus de la surface noircie *s*. Le verre est isolé du métal par quelques cales d'ébonite.

La surface noircie, dont le rayonnement est plus grand que celui des autres parties, se refroidit davantage. Le refroidissement est compensé par la condensation d'éther sur *s*, d'où il tombe goutte à goutte dans le tube gradué. Pour ramener l'éther dans *e* on renverse doucement l'appareil, après quoi on le retourne avec précaution.

D'après A.-K. Son Angström, « en comparant les

(¹) L'appareil, construit par Knut Angström, a été décrit et étudié par son fils, A.-K. Son Angström (*Nova Acta regiæ Societatis Scientiarum Upsaliensis*, 4^e série, vol. II, n° 8, 1910).

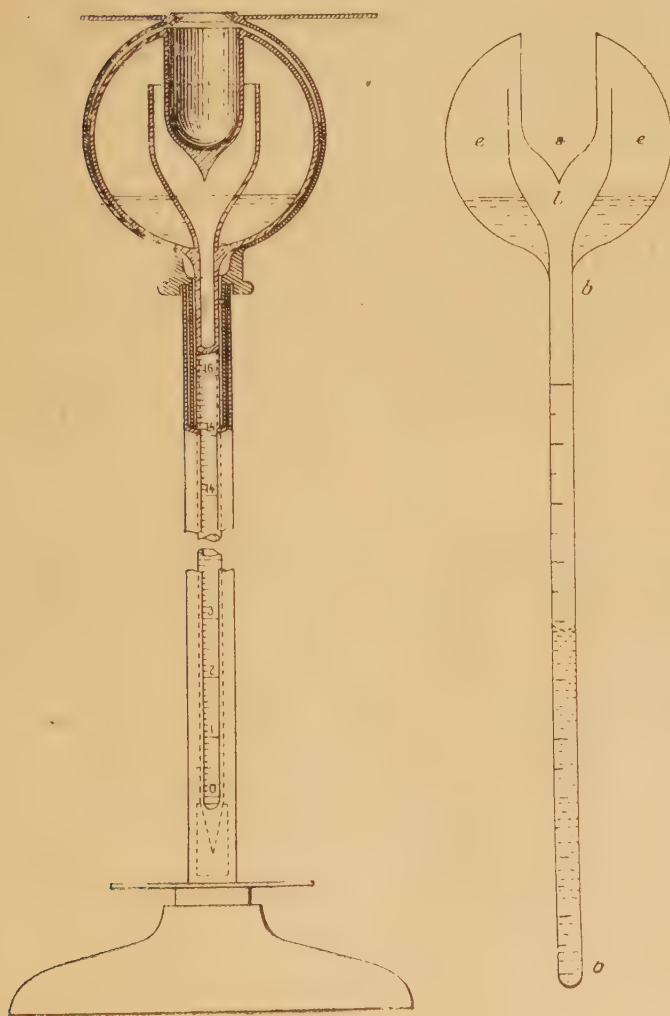


Fig. 34.

observations fournies par cet appareil avec celles obtenues avec l'instrument à compensation, on trouve qu'on peut admettre avec une assez bonne approximation

$$I_t = k L_t,$$

où I_t est la radiation intégrale dans le temps t et L_t l'accroissement de la colonne d'éther pendant le même temps; k est la constante de l'instrument.

» Si le rayonnement r en calories-grammes par centimètre carré et par minute est constant pendant le temps t , ce qui est ordinairement le cas pour la radiation nocturne pendant la plus grande partie de la nuit, quand le ciel est clair, on obtient

$$r = \frac{k L_t}{t} . »$$

Critiques. — L'emploi de l'actinomètre à condensation nous paraît soulever les objections suivantes :

1° Le réservoir s , recouvert par un plateau métallique qui masque une partie de l'ouverture, peut recevoir ou

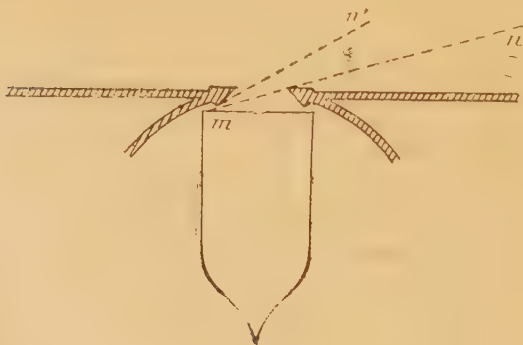


Fig. 35.

émettre tous les rayons normaux ou voisins de la normale; mais aucun rayon tombant sous une incidence supérieure à celle de mn ne pénétrera, et quelques-uns seulement

des rayons dont l'incidence est comprise entre celle de mn et celle de mn' seront efficaces. En sorte que le rayonnement mesuré ne correspond pas à tout l'espace, mais seulement à une portion déterminée de l'espace, voisin du zénith.

En réalité, l'objection n'est pas très sérieuse attendu que le rayonnement vers une portion déterminée du ciel est sensiblement proportionnel au rayonnement vers l'ensemble de l'espace ⁽¹⁾. Il suffira, pour que l'appareil soit utilisable, de l'avoir gradué par comparaison avec un actinomètre à compensation.

2° Un inconvénient plus grave apparaît lorsque la température ambiante vient à diminuer. Toutes les parties protégées par la gaine métallique (qui emmagasine une couche d'air mauvaise conductrice) ne se refroidissent que lentement. La cavité s prend au contraire beaucoup plus vite la température extérieure et se trouve ainsi à une température inférieure à celle du reste de l'appareil. La condensation d'éther s'en trouve accrue.

L'appareil ne nous semble convenir à la mesure du rayonnement nocturne que si la température de l'atmosphère demeure constante, ou tout au moins varie avec une extrême lenteur, ce qui est rare au cours d'une nuit, surtout d'une nuit sans nuage.

Les observations nous ont montré, en effet, que les indications fournies peu après le coucher du Soleil, au moment où la température baisse rapidement, sont trop fortes lorsqu'on adopte pour l'appareil une constante invariable. Si l'on calcule la constante avec des couples de mesures effectuées à différentes heures, les valeurs obtenues peu après le coucher du Soleil sont inférieures à la valeur normale comme on peut s'en assurer par les observations rapportées dans le Tableau X.

(1) Anders ANGSTRÖM, *Astrophysical Journal*, t. XXXIX, 1914, p. 95.

TABLEAU X.

Dates. 1913.	Heures entre lesquelles les mesures ont été effectuées.	r (actin. à compens.).	L_t par heure.	$k = \frac{r \cdot t}{L_t}$
	$\begin{matrix} h & m & h & m \end{matrix}$		mm	
18-19 nov.	18.15 — 20.00	0,135	6,86	11,8
	20. 0 — 6.15	0,124	4,94	15,0
19-20 nov.	18.30 — 20. 0	0,138	7,60	10,9
	20. 0 — 5.35	0,136	6,2	13,1
20-21 nov.	17. 0 — 18.30	0,143	7,53	11,3
	18.30 — 20. 0	0,143	6,33	13,5
	20. 0 — 5.45	0,126	5,2	14,5
25-26 nov.	17.15 — 18.45	0,141	6,95	12,2
	18.45 — 6.30	0,127	5,55	13,7
2- 3 déc.	17.15 — 20.30	0,136	6,92	11,8
	20.30 — 5.40	0,128	5,29	14,5
8- 9 déc.	17. 0 — 17.55	0,150	7,69	11,70
	17.50 — 20.10	0,143	6,86	12,5
	20.10 — 5.40	0,126	5,47	14,0
11-12 déc.	16.40 — 19. 0	0,146	7,51	11,6
	19. 0 — 6.30	0,130	5,74	13,6
15-16 déc.	17. 0 — 18.50	0,145	7,37	11,8
	18.50 — 20.25	0,146	7,2	12,1
	20.25 — 5.55	0,134	5,67	14,2
16-17 déc.	17. 0 — 18.35	0,154	7,82	11,8
	18.35 — 5.10	0,136	6,53	12,5
22-23 déc.	16.10 — 18.30	0,134	6,86	11,7
	18.30 — 20.20	0,130	5,46	14,3
	20.20 — 5.38	0,124	5,00	14,9

A condition d'opérer sur des intervalles de temps pendant lesquels la température demeure à peu près constante (entre 20^h et 6^h par exemple), l'appareil à condensation nous paraît susceptible de fournir des résultats assez comparables.

La constante de l'appareil que nous avons utilisé serait, dans ces conditions,

$$k = 14,3 \quad (\text{valeur moyenne}).$$

CHAPITRE II.

Mesures du rayonnement nocturne effectuées
à Montpellier pendant les années 1913-1914.

27. Pour toutes nos observations nous avons utilisé simultanément les deux actinomètres d'Angström : à condensation et à compensation. Nous rapportons simplement, dans le Tableau XI, les valeurs obtenues à l'aide de l'actinomètre à compensation qui semblent correctes dans tous les cas. Nous indiquerons, en même temps, les valeurs de la pression de la vapeur d'eau dans l'atmosphère, la température, et la valeur du rayonnement calculée à l'aide d'une formule qui sera établie plus loin.

TABLEAU XI.

Dates.	Heures. t .	f_{θ} .	r		Δ p. 100.
			(obs.).	(calc.).	
14 avril 1913.....	18. ^h 0 ^m 0	^{mm} 3,44	0,152		
»	18.24 11		0,164	0,163	— 1
»	20. 0		0,152		
7 mai	20.30 14	6,8	0,152	0,144	— 9
19 mai.....	20.45 16	6,8	0,148	0,143	— 3
20 mai.....	21.30 17	5,8	0,164	0,153	— 7
23 mai.....	21. 0 21	8,9	0,146	0,141	— 3
26 mai.....	20.45 21	8,4	0,154	0,143	— 7
30 mai.....	21. 0 21	13,8	0,130	0,133	+ 2
9 juin	21. 0 24	13,2	0,138	0,139	+ 1
11 juin.....	21. 0 24	11,1	0,138	0,141	+ 2
12 juin.....	21. 0 25	11,8	0,139	0,142	+ 2
13 juin.....	21. 0 25	11	0,162	0,143	— 12
14 juin.....	21. 0 26	12	0,148	0,140	— 5
18 juin.....	21. 0 23	16,2	0,105		
23 juin.....	20.30 21	10,1	0,146	0,133	— 9
28 juin.....	21. 0 22	6,9	0,156	0,154	— 1
29 juin.....	21. 0 25	9,5	0,154	0,146	— 5
11 juillet.....	21. 0 20,5	8,9	0,142	0,140	— 1

TABLEAU XI (suite).

Dates.	Heures.	t.	f ₀ .	r		Δ
				(obs.).	(calc.).	
	h m o		mm			p. 100
12 juillet.....	20. 0	23	9,2	0,146	0,144	— 1
17 octobre.....	21. 0	16,4	10,5	0,142	0,127	— 10
7 novembre.....	16.30	13	6,4	0,142	0,140	— 1
18 novembre.....	16. 0			0,125		
»	16,15			0,130		
»	16.45			0,162		
»	17. 0			0,139		
»	18.15			0,139		
»	20. 0	11,4	9,3	0,132	0,121	— 8
19 novembre.....	6.15			0,116		
»	6.30			0,118		
»	15.45			0,132		
»	16.20			0,140		
»	16.50			0,141		
»	18.30			0,134		
»	20. 0	11,2	7,3	0,142	0,130	— 8
20 novembre.....	5.35			0,131		
24 novembre.....	15.45			0,132		
»	16.10			0,135		
»	16.20			0,139		
»	17. 0			0,139		
»	18.30			0,148		
»	20. 0	6,4	5,3	0,139	0,135	— 3
25 novembre.....	5.45		(1)	0,113		
»	16.20			0,127		
»	17.15			0,148		
»	18.45	7,8	5,9	0,134	0,133	— 1
26 novembre.....	6.30			0,121		
»	15.45			0,125		
»	15.55			0,138		
»	16.24			0,144		
»	17.30			0,132		
»	18.45	7,8	6,1	0,128	0,132	+ 3

(1) Quelques nuages.

TABLEAU XI (*suite*).

Dates.	Heures.	<i>t.</i>	<i>f.</i> ₀ .	<i>r</i>		Δ p. 100.
				(obs.).	(calc.).	
1 ^{er} décembre.....	^h 15. ^m 50			0,137		
»	17. 0			0,137		
»	18. 50	0	mm	0,125		
»	20. 15	7,6	7,3	0,123	0,123	0
2 décembre.....	5. 45			0,125		
»	15. 30			0,128		
»	15. 37			0,146		
»	16. 20			0,150		
»	17. 12			0,144		
»	18. 30			0,142		
»	20. 30	3,6	5,3	0,132	0,130	— 1
3 décembre.....	5. 40			0,125		
8 décembre.....	15. 30			0,137		
»	15. 45			0,150		
»	15. 58			0,152		
»	16. 7			0,160		
»	17. 0			0,152		
»	17. 50			0,147		
»	20. 10	5	4,3	0,139	0,142	+ 2
9 décembre.....	5. 40			0,114		
11 décembre.....	15. 30			0,134		
»	15. 35			0,138		
»	16. 35			0,154		
»	18. 0			0,142		
»	19. 0	8,6	5,6	0,139	0,137	— 1
12 décembre.....	6. 30			0,122		
15 décembre.....	15. 55			0,146		
»	16. 15			0,146		
»	17. 0			0,148		
»	18. 45			0,143		
»	20. 25	5,8	4,3	0,150	0,143	— 5
16 décembre.....	5. 55			0,118		
»	15. 56			0,160		
»	16. 15			0,162		
»	17. 0			0,154		
»	18. 35	6,8	4,2	0,154	0,147	— 5

TABLEAU XI (*suite*).

Dates.	Heures.	<i>t.</i>	<i>f.</i>	<i>r</i>		Δ p. 100.
				(obs.).	(calc.).	
17 décembre.....	5.10 ^{h m}			0,121		
»	15.40			0,111		
»	15.53			0,139		
»	16. 9			0,140		
»	17. 0			0,134		
»	18.30			0,128		
»	20.20	2,6	5,1 ^{mm}	0,132	0,130	— 1
18 décembre.....	5.38			0,115		
5 janvier 1914.....	16. 0			0,145		
»	16.10			0,149		
»	17. 0			0,142		
»	18.30	1,4	3,6	0,140	0,142	+ 1
»	20.15	0,8	3,6	0,132	0,141	+ 6
6 janvier.....	5.52			0,119		
19 janvier.....	16. 8			0,125		
»	16.37			0,131		
»	17. 5			0,133		
»	19. 0			0,124		
»	20.45			0,115		
20 janvier.....	5.15			0,104		
»	16.55			0,143		
»	17.15			0,140		
»	18.45			0,130		
»	20.30			0,128		
21 janvier.....	5.24			0,121		
»	16.10			0,118		
»	16.30			9,133		
»	16.55	1,8	3,7	0,144	0,142	— 1
»	17.55			0,133		
»	20.15			0,132		
22 janvier.....	5.35			0,131		
»	16.32			0,131		
»	16.47			0,135		
»	17.18			0,138		
»	18.25	1	3,5	0,130	0,142	+ 9
23 janvier.....	5.55			0,123		
13 février.....	16.40			0,141		
»	17.55			0,158		
»	18.15	7,6	4,3	0,158	0,147	— 7
»	20.10			0,154		
12 mars.....	17.15			0,127		
»	17.27			0,132		
»	18. 0			0,141		
»	20.15	9,6	5,8	0,124	0,137	+ 10

Il serait, *a priori*, difficile de tirer des valeurs observées une indication quelconque sur les variations du rayonnement aux différentes époques de l'année. Elles indiquent simplement que le rayonnement nocturne dépend de la température et de la pression de la vapeur d'eau dans l'atmosphère suivant une fonction que la théorie nous permettra de préciser.

Les mesures faites aux différentes heures d'une même nuit paraissent indiquer : 1° que le rayonnement passe par un maximum peu après le coucher du Soleil ; 2° qu'il diminue ensuite jusqu'au matin. Les courbes donnant la variation du rayonnement nocturne que nous avons pu enregistrer (n° 44) nous ont permis de formuler des conclusions analogues.

Néanmoins, la diminution régulière au cours d'une nuit sans nuage mériterait d'être confirmée par d'autres observations en des lieux différents. Elle ne s'accorde pas, en particulier, avec la constatation, par Lo Surdo, d'un maximum deux heures environ avant le lever du Soleil ; les mesures que nous avons faites vers une telle heure, pendant l'hiver, nous ont fourni des valeurs qui, loin de constituer un maximum, ont toujours été plus faibles que celles obtenues peu après le coucher du Soleil.

CHAPITRE III.

Théorie du rayonnement nocturne.

27. Les explications du rayonnement nocturne qu'on trouve dans la littérature scientifique se ramènent généralement au type suivant :

« Si l'atmosphère n'existait pas, la quantité d'énergie que perd, pendant la nuit, 1 centimètre carré d'une surface noire placée à l'air libre serait fournie par la loi

d'émission du corps noir. L'absorption atmosphérique réduit ce rayonnement. Plus l'atmosphère est opaque, moins elle livre passage aux radiations et plus faible est le rayonnement nocturne ⁽¹⁾. »

Pour un observateur situé hors de notre globe, le raisonnement précédent serait parfaitement correct : l'atmosphère, écran partiellement opaque, réduirait l'intensité des radiations émises par la surface terrestre.

Mais les choses vont différemment quand on étudie le rayonnement nocturne à la surface de notre planète. L'atmosphère n'empêche nullement les corps exposés à l'air libre de rayonner. Si leur refroidissement est diminué, cela tient, non à ce qu'ils émettent moins, mais à ce qu'ils reçoivent les radiations de l'atmosphère ⁽²⁾.

Il apparaît ainsi immédiatement que l'effet de protection exercé par l'atmosphère doit dépendre, non seulement du pouvoir absorbant des différents gaz qu'elle renferme, mais aussi de leur température, le pouvoir absorbant n'intervenant même que comme facteur de l'émission. En particulier, les nuages sont d'autant moins efficaces à ce point de vue que leur température est plus

⁽¹⁾ « La vapeur d'eau arrête, pendant le jour, une notable fraction de la chaleur solaire incidente; mais, par contre, elle retient, pendant la nuit, la chaleur qui tend à s'échapper sous forme de radiation obscure et diminue ainsi l'amplitude de la variation diurne de la température » (A. ANGOT, *Traité élémentaire de Météorologie*, p. 37). Paris, Gauthier-Villars, 1899.

« La vapeur d'eau joue dans l'atmosphère un rôle très important. Elle permet à l'air d'absorber, au moins partiellement, les rayons calorifiques qui émanent du Soleil. De plus, elle s'oppose au refroidissement brusque de la Terre en absorbant de la même façon la chaleur rayonnante du sol et sert en quelque sorte d'écran protecteur » [HENRIET, *Les gaz de l'atmosphère* (*Encyclopédie scientifique des Aide-Mémoire*, p. 39)]. Paris, Gauthier-Villars et Masson.

⁽²⁾ M. Gh. Fabry a également appelé l'attention sur ce point (*Journal de Physique*, 5^e série, t. V, 1916, p. 210). Les conseils qu'il a bien voulu nous donner sur cette partie de notre travail nous ont été extrêmement précieux et nous lui en exprimons ici notre vive reconnaissance.

basse; ils n'exerceraient plus aucune action au zéro absolu. Il arrive même qu'un nuage de neige situé bas produise un refroidissement à la surface du sol (certaines personnes sont fâcheusement influencées par ces nuages).

28. L'explication précédente ne fait appel qu'à des notions élémentaires, et, depuis Kirchhoff, parfaitement classiques. Il est curieux de signaler qu'on la trouve à peu près correctement exposée dans un Mémoire célèbre de Wells, relatif à la rosée, bien antérieur aux recherches de Kirchhoff sur le rayonnement :

« On voit, indique Wells, pourquoi l'interposition d'un écran solide entre les corps et le ciel prévient leur refroidissement : la perte de calorique qu'un corps eût éprouvée en rayonnant vers l'espace est compensée plus ou moins exactement par le rayonnement en sens contraire de la surface inférieure de l'écran ; car la température de cette surface doit peu différer de celle de l'air qui la touche. Les nuages tiennent lieu de cet écran et empêchent ou amoindrissent le refroidissement nocturne précisément de la même manière. Il faut seulement ajouter que les nuages devant jouir d'une température à peu près égale à celle de la couche d'air qu'ils occupent, compenseront d'autant moins complètement, par leur rayonnement propre, la perte de chaleur des corps terrestres, qu'ils seront plus élevés, ce qui est conforme aux observations ⁽¹⁾. »

Dans sa *Notice sur le rayonnement nocturne*, Arago précise les idées de Wells : « Deux corps diversement échauffés, quoique placés à distance l'un devant l'autre, acquièrent à la longue une égale température, même dans le vide. Il existe donc des effluves, des rayons de chaleur

(1) Charles-William WELLS, *Ann. de Chim. et de Phys.*, t. V, 1817, p. 197.

qui émanent des corps dans toutes sortes de directions, et à l'aide desquels, aux plus grandes distances possibles, ils peuvent, s'influencer réciproquement. Ces effluves, ces rayons, constituent ce que les physiciens appellent le *calorique rayonnant*.

» Il est maintenant facile de concevoir que, pour qu'un corps ne perde rien de sa température actuelle, il faut qu'à chaque instant il reçoive des corps environnants une quantité de chaleur rayonnante précisément égale à celle qui, à chaque instant aussi, émane de sa propre surface. Tout le monde comprendra de même qu'un corps s'échauffera ou se refroidira dès que ses échanges instantanés de chaleur avec les corps dont il est entouré ne se compenseront pas parfaitement.

» Cela posé, imaginons, pour un moment, que le firmament se compose d'une sphère de glace (eau gelée); concevons ensuite un corps suspendu dans l'atmosphère et qui serait au même degré de température qu'elle. Supposons que cette température soit supérieure au degré de la congélation et qu'elle ne diffère point de celle de la couche superficielle de la Terre. Tout cela admis, examinons ce qu'éprouvera le corps suspendu.

» Ce corps rayonnera de la chaleur de bas en haut. La sphère de glace (qui est à une température inférieure) lui rendra évidemment moins de chaleur qu'il n'en perd. Du côté de la Terre, les échanges se compenseront : ainsi, au total, le corps se refroidira. L'atmosphère elle-même éprouvera bien quelque chose d'analogue; mais, par une propriété non douteuse des substances gazeuses, l'effet sur l'atmosphère sera sensiblement moindre que sur le corps solide. En peu d'instant, la température de ce corps sera donc inférieure à celle de l'air qui le baigne de toute part.

» L'air, s'il était fortement agité, amoindrirait notablement la différence en question. Mais, dans l'état de calme,

il est difficile d'admettre que la chaleur communiquée au corps, soit par voie de conductibilité, soit par l'entremise de très faibles courants, puisse compenser les pertes que le rayonnement occasionne.

» J'ai supposé que le firmament¹ était une sphère de glace à zéro. Cette fiction n'a qu'un défaut : elle est, sous le rapport des rayonnements de la chaleur, fort au-dessous de la vérité. On a prouvé, en effet, que les espaces célestes sont, non pas au terme de la glace fondante, mais à 40° ou 50° au-dessous de zéro (¹). Sa déperdition de chaleur n'en sera donc pas moins nécessaire.

» Lorsqu'il existe un écran entre le corps et le ciel, le rayonnement vers les régions glaciales de l'espace, le rayonnement sans compensation se trouve supprimé, et le corps ne doit plus dès lors descendre à une température inférieure à celle de l'air qui l'enveloppe (²). »

Il ne manque guère à cette explication, pour être correcte, que de tenir compte de l'influence de la vapeur d'eau dont l'importance dans les phénomènes météorologiques a été entrevue par Tyndall (³).

29. L'intensité du rayonnement nocturne, c'est-à-dire la perte de chaleur que subit, par minute, 1 centimètre carré de surface noire librement exposée à l'air, peut être considérée comme étant la différence entre l'émission Q de la surface rayonnante fournie par la loi de Stefan, et la quantité de chaleur q que cette surface reçoit de l'atmosphère. Nous avons essayé, à partir de quelques données de la Physique et de la Météorologie, d'en cal-

(¹) Il est à peine besoin de signaler que les idées sur la température de l'espace se sont sensiblement modifiées depuis Arago.

(²) *Annuaire du Bureau des Longitudes pour l'an 1827*, p. 128 et suiv. — Voir également François ARAGO, *Œuvres*, t. VIII, p. 122-124. Paris et Leipzig, 1858.

(³) John TYNDALL, *La chaleur* (traduction Moigno, Paris, 1864), p. 377-387.

culer *a priori* une valeur approchée et de rendre compte de ses variations.

Précisons tout d'abord les notations que nous utiliserons :

1° Nous désignerons par $\sigma\theta^4$ le rayonnement intégral du corps noir pour la température absolue θ suivant la direction normale à la surface d'émission. Le rayonnement pour l'ensemble des directions comprises au-dessus de la surface d'émission devient alors $\pi\sigma\theta^4$ et l'on a, d'après Kurlbaum,

$$\pi\sigma = 7,68.10^{-11} \text{ cal.-gr. par centimètre carré et par minute.}$$

Les mesures de Féry et Drecq ont donné, il est vrai, une valeur assez différente

$$\pi\sigma = 9,36.10^{-11} \text{ cal.-gr. par centimètre carré et par minute.}$$

Mais, comme les actinomètres d'Angström, avec lesquels ont été faites les mesures que nous comparerons à la théorie, sont étalonnés à partir de la constante de Kurlbaum, c'est cette dernière que nous adopterons.

2° Parmi les gaz absorbants pour les grandes longueurs d'onde que l'atmosphère renferme, le plus important est sans aucun doute la vapeur d'eau. C'est aussi le seul dont il soit aisé de tenir compte en l'état actuel de nos connaissances.

Nous admettrons que l'absorption exercée par une tranche d'air humide sur l'ensemble des radiations émises par le corps noir à basse température est proportionnelle à la pression de la vapeur d'eau qu'il contient; c'est d'ailleurs ce qui résulte de quelques expériences de Tyndall⁽¹⁾. L'absorption qu'exerce, sur un flux d'intensité I , une couche d'air d'épaisseur dz dans laquelle la vapeur d'eau

(1) John TYNDALL, *loc. cit.*, p. 378.

a une tension f , pourra s'exprimer par $Iafdz$, a étant un coefficient de proportionnalité. L'émission de 1 cm^2 de cette couche, à la température θ , sera $af\sigma\theta^4 dz$.

On n'a aucune donnée sur le coefficient a pour les radiations émises par un corps noir aux températures ordinaires. Langley ⁽¹⁾ a étudié l'absorption exercée par l'air humide sur les radiations qu'émet une source à la température de 100° . Il a déterminé la proportion α du flux incident total qui est absorbée par 100 m d'air humide, la vapeur d'eau traversée par le rayonnement étant équivalente à une épaisseur e d'eau liquide. Voici les valeurs de a qu'un calcul très simple permet de déduire des mesures de Langley

e cm	α	a
0,150.....	0,205	$1,5 \cdot 10^{-6}$
0,166.....	0,243	2,3
0,096.....	0,146	1,7
0,205.....	0,329	1,55

La constance approximative du coefficient a indique bien que l'absorption est sensiblement proportionnelle à la pression de vapeur comme nous l'avons supposé. Nous adopterons pour a la valeur moyenne

$$a = 1,75 \cdot 10^{-6}.$$

(Dans la formule $Iafdz$ qui mesure l'énergie absorbée nous exprimons l'épaisseur dz en centimètres et la tension f en millimètres de mercure.)

Faisant une légère extrapolation, nous appliquerons cette valeur de a , déterminée pour les radiations émises par un corps noir à 100° , au calcul de l'absorption que

⁽¹⁾ S.-P. LANGLEY, *Memoirs of National Acad. Washington*, t. IV, 2^e Partie, 1889, p. 184.

l'atmosphère exerce sur l'ensemble des radiations émises par un corps noir *aux températures ordinaires* ⁽¹⁾.

3° La pression de la vapeur d'eau dans l'atmosphère diminue sensiblement en progression géométrique quand on s'élève de hauteurs égales. A l'altitude de 1960^m cette pression devient, *en moyenne*, la moitié de ce qu'elle est au niveau du sol ⁽²⁾. Si l'on désigne par f_0 la pression de vapeur au niveau du sol, la pression à l'altitude z pourra s'exprimer par la formule

$$f = f_0 \cdot e^{-Kz};$$

⁽¹⁾ Les expériences par lesquelles on détermine le coefficient d'absorption a relatif à l'air humide sont des expériences délicates qui ont fourni des résultats parfois peu concordants. Sans insister sur les discussions bien connues entre Tyndall et Magnus à propos de l'absorption par la vapeur d'eau, mentionnons simplement les recherches plus récentes susceptibles de fournir une valeur numérique du coefficient a :

Haga [*Annalen der Physik und chemie* (Poggendorf), t. CLX, 1877, p. 31] indique qu'une colonne d'air saturé de vapeur d'eau à 17°-18° ($f = 15^{\text{mm}}$), de 1^m de longueur, absorbe environ 3,1 pour 100 du rayonnement d'un cube de Leslie; on a alors

$$a \times 100 \times 15 = 0,031,$$

d'où

$$a = 2.10^{-5}.$$

D'après Knut Angström (*Ofversigt af Kongl. Vetenskaps-Akademiens Förhandlingar* 1889, Stockholm, n° 4, p. 206), un tube de 1^m,50 de longueur, rempli de vapeur d'eau à la température de 20° et sous la pression de 10^{mm}, absorbe 2,3 pour 100 du rayonnement d'une surface de noir de fumée dont la température est 270° environ :

$$a = 1,5.10^{-5}.$$

Les dernières recherches de Langley fournissent, comme on vient de le voir, $a = 1,75.10^{-6}$, sans qu'on ait aucune donnée sur la précision du résultat.

Cette incertitude du terme a ne peut manquer d'avoir sa répercussion sur la précision de la formule que nous déduirons de la théorie.

⁽²⁾ HANN, *Zeitsch. der Isterrech. Gesellschaft für Meteor.*, t. IX, 1874, p. 193 (cité par ANGOT, *Traité élémentaire de Météorologie*, p. 188. Paris, 1899). La valeur indiquée pour exprimer la décroissance de la pression de la vapeur d'eau dans l'atmosphère est déduite d'un assez petit nombre d'observations faites dans l'Himalaya, aux Indes, en

quand on évalue z en centimètres, le coefficient K est égal à $3,5.10^{-6}$.

4° Nous utiliserons deux formules différentes pour tenir compte de la variation de la température avec l'altitude. Chacune d'elles nous fournira un mode de calcul du rayonnement de l'atmosphère.

a. La décroissance de la température est d'environ 1° tous les 200^m *dans les couches inférieures*. Nous la supposerons constante. C'est là une hypothèse certainement inexacte et en désaccord avec l'existence de la couche isotherme mise en évidence par Teisserenc de Bort; néanmoins, comme ce sont les couches inférieures qui fournissent la plus grande partie du rayonnement de l'atmosphère, l'hypothèse faite, vraie pour ces couches et grossièrement approchée jusqu'à une altitude de 7^{km} à 8^{km}, peut être considérée comme suffisante pour un calcul approximatif. Si nous désignons par θ_0 la température au niveau du sol nous pourrions prendre, comme expression de la température à l'altitude z ,

$$\theta = \theta_0 - \frac{z}{h};$$

quand on évalue z en centimètres, la constante h est égale à 2.10⁴.

b. On peut également exprimer la température de l'atmosphère aux différentes altitudes en fonction de la

Arménie, à Ténériffe, dans les Alpes et dans les ascensions aérostatiques de Welsh et Glaisher. Hann remarque expressément que sa valeur ne peut être considérée que comme une valeur moyenne et d'une précision médiocre. — Plus récemment, Humphreys. (*Bulletin of the Mount Weather Observatory*, 1911, p. 121) a indiqué que la décroissance moyenne de la vapeur d'eau dans l'atmosphère, en différents points du globe, est légèrement plus rapide que ne l'indique Hann.

pression. On a approximativement ⁽¹⁾

$$\frac{\theta}{\theta_0} = \left(\frac{p}{p_0} \right)^{\frac{1}{3,5}}.$$

La décroissance de la pression suit approximativement la loi de Laplace ⁽²⁾ et l'on a

$$\frac{p}{p_0} = e^{-kz} \quad \text{avec} \quad k = 1,25 \cdot 10^{-6},$$

ce qui fournit

$$\frac{\theta}{\theta_0} = e^{-\frac{1}{3,5}kz}.$$

30. Première forme de calcul. — Considérons, à l'altitude z , une tranche d'air d'épaisseur dz dont la température soit θ et dans laquelle la pression de la vapeur d'eau ait la valeur f . L'émission d'un centimètre carré de la couche dans une direction normale sera

$$I_z = af\sigma\theta^4 dz = af_0\sigma\theta_0^4 e^{-kz} dz.$$

Une partie de ce flux va être absorbée par l'atmosphère dans le trajet de la tranche au sol. Désignons par I le flux qui parvient à l'altitude ζ inférieure à z ; le flux absorbé dans la tranche $d\zeta$ est

$$dI = Iaf_0e^{-k\zeta} d\zeta.$$

Intégrant de z à zéro on obtient, comme expression du flux émis par la tranche dz qui parvient au sol,

$$i = I_z e^{-\frac{af_0}{k}(1-e^{-kz})}.$$

Pour de faibles valeurs de z , i est égal à $I_z e^{-af_0z}$.

⁽¹⁾ Voir en particulier EM. SCHWOERER, *Ann. de Chim. et de Phys.*, 8^e série, t. XXI, 1910, p. 433.

⁽²⁾ La pression diminue sensiblement de moitié pour chaque élévation de 5540^m.

En réalité, ce sont surtout les couches inférieures qui interviennent dans le rayonnement et l'on peut conserver cette expression comme valeur approchée de i ⁽¹⁾.

Prenons donc

$$i = I_z e^{-af_0 z} = af_0 \sigma \theta_0^4 e^{-(K+af_0)z} dz.$$

La température θ est égale à $\theta_0 - \frac{z}{h}$. Comme pour de faibles valeurs de l'altitude le terme $\frac{z}{h}$ est faible vis-à-vis de θ_0 , nous poserons ⁽²⁾

$$\theta^4 = \theta_0^4 - 4\theta_0^3 \frac{z}{h}.$$

Le rayonnement atmosphérique q qui atteint le sol normalement est la somme des flux élémentaires i pour des valeurs de z allant de $z=0$ à z infini

$$q = \int_{z=0}^{z=\infty} i = \sigma \theta_0^4 \left[\frac{af_0}{K+af_0} - \frac{4}{h\theta_0} \frac{af_0}{(K+af_0)^2} \right].$$

Le flux perdu dans une direction normale par centimètre carré de surface noire située sur le sol est donc

$$\rho = \sigma \theta_0^4 - q = \sigma \theta_0^4 \left[\frac{K}{K+af_0} + \frac{4}{h\theta_0} \frac{af_0}{(K+af_0)^2} \right].$$

L'émission du corps noir dans les différentes directions

⁽¹⁾ Posons

$$i_1 = I_z e^{-\frac{af_0}{K}(1-e^{-Kz})}, \quad i_2 = I_z e^{-af_0 z}.$$

Pour de faibles valeurs de z , i_1 et i_2 sont très voisins. Pour de grandes valeurs de z , i_2 tend vers zéro et i_1 devient égal à $I_z e^{-\frac{af_0}{K}}$,

toujours très faible, en raison, d'une part, du facteur $e^{-\frac{af_0}{K}}$ qui devient vite négligeable pour des tensions un peu fortes de la vapeur d'eau, et, d'autre part, du terme I_z qui tend vers zéro quand l'altitude augmente.

⁽²⁾ Il est facile de s'assurer que les termes négligés n'exercent qu'une influence insignifiante sur le résultat final.

suit la loi de Lambert. Admettons, *en première approximation*, que le flux envoyé par l'atmosphère soit le même dans toutes les directions; l'énergie absorbée par la surface noire variera également suivant la loi de Lambert. Le rayonnement effectif pour l'ensemble des directions au-dessus du plan d'émission est alors

$$r = \pi \rho = \pi \sigma \theta_0^4 \left[\frac{K}{K + af_0} + \frac{4}{h\theta_0} \frac{af_0}{(K + af_0)^2} \right],$$

c'est-à-dire, en remplaçant les constantes par les valeurs numériques indiquées au paragraphe précédent,

$$(1) \quad r = 7,68 \cdot 10^{-11} \theta_0^4 \left[\frac{1}{1 + \frac{f_0}{2}} + \frac{28,5}{\theta_0} \frac{f_0}{\left(1 + \frac{f_0}{2}\right)^2} \right].$$

Le Tableau XI permet de comparer les valeurs observées par Anders Angström (1) pour une température moyenne de 20° C. avec celles que fournit la formule (1).

TABLEAU XI.

f_0 .	r (obs.).	r (calc.) [formule (1)].
4.....	0,198	0,214
5.....	0,183	0,186
6.....	0,195	0,162
7.....	0,173	0,145
8.....	0,169	0,131
10.....	0,159	0,104
12,5.....	0,146	0,091

Les valeurs fournies par le calcul et les valeurs observées sont du même ordre de grandeur. C'est bien, semble-t-il, tout ce qu'on peut demander à une théorie qui rend compte d'un phénomène aussi complexe que le rayonnement nocturne, d'autant plus que les coefficients

(1) Anders ANGSTRÖM, *Astrophysical Journal*, t. XXXVII, 1913, p. 305.

dont nous avons fait usage pour tenir compte de l'absorption par la vapeur d'eau et de la décroissance de la pression de la vapeur d'eau en fonction de l'altitude sont loin d'être connus avec précision.

Il n'est d'ailleurs pas difficile de modifier la formule (1) de manière à la faire mieux cadrer avec les résultats de l'observation. Nous avons admis que la pression de la vapeur d'eau dans l'atmosphère décroissait de la moitié de sa valeur pour chaque élévation de 1960^m. Ce n'est là, comme le précise Hann, qu'une *valeur moyenne*, la valeur réelle en chaque lieu pouvant dépendre, à tout instant, des conditions météorologiques.

Si la vapeur d'eau constituait une atmosphère isotherme en équilibre, il faudrait s'élever d'environ 8900^m pour observer une diminution de pression égale à la moitié de sa valeur (1). Par suite des évaporations continues et des mouvements dont l'atmosphère est le siège, l'état d'équilibre qui correspondrait à un milieu parfaitement calme ne peut s'établir. Aussi est-il naturel d'admettre que plus les phénomènes perturbateurs seront importants, c'est-à-dire plus la pression de la vapeur d'eau sera forte, et plus la loi de distribution s'éloignera de la loi théorique (2) : la décroissance pourra devenir plus rapide que celle indiquée par la loi moyenne de Hann.

Le coefficient K de la formule $f = f_0 e^{-Kz}$ devient alors une fonction croissante de f_0 . Nous verrons qu'on obtient, pour le rayonnement nocturne, des résultats conformes à

(1) Conséquence de la formule de Laplace :

$$\log \frac{p_0}{p} = \frac{M g h}{RT}.$$

(2) C'est ce que nous a permis de vérifier, en particulier, le dépouillement des observations par ballons-sondes ou cerfs-volans faites à l'observatoire Constantin à Pavlovsk et Petrograd en 1901, 1902 et 1903. Nous comptons revenir là-dessus dans une publication ultérieure.

l'observation en prenant

$$K = K_0 f_0^{\frac{7}{9}}.$$

La formule (1) donnant des résultats sensiblement d'accord avec l'observation pour $f_0 = 5^{\text{mm}}$, on peut penser que la valeur adoptée pour K exprime, à Bassour, la loi de décroissance réelle dans le cas où $f_0 = 5^{\text{mm}}$, et nous poserons

$$3,5 \cdot 10^{-6} = K_0 (5)^{\frac{7}{9}},$$

ce qui fournit

$$K_0 = 10^{-6}.$$

En prenant ainsi, comme valeur de K , $K = 10^{-6} f_0^{\frac{7}{9}}$, la formule (1) devient

$$(1 \text{ bis}) \quad r = 7,68 \cdot 10^{-11} \theta_0^{\frac{1}{2}} \left[\frac{1}{1 + 1,75 f_0^{\frac{7}{9}}} + \frac{350}{\theta_0} \frac{1}{f_0^{\frac{5}{9}} (1 + 1,75 f_0^{\frac{7}{9}})^2} \right].$$

Les valeurs calculées sont alors en bon accord avec les résultats de l'observation, comme le montre le Tableau XII.

TABLEAU XII.

f_0 .	r (obs.).	r (calc.) [formule (1 bis)].
4.....	0,198	0,195
5.....	0,183	0,185
6.....	0,195	0,177
7.....	0,173	0,171
8.....	0,169	0,165
10.....	0,159	0,157
12,5.....	0,146	0,150

Les mesures d'Anders Angström se rapportent toutes à des températures très voisines, en sorte que la vérification de la théorie ne porte que sur l'influence de la vapeur d'eau.

Nos observations, faites à Montpellier au cours d'une assez longue période, permettent d'étudier l'influence de la température et de la pression de la vapeur d'eau, qui ont

éprouvé, toutes deux, des variations notables. Les quelques observations rapportées dans le Tableau XIII montrent que la formule (1 bis) donne encore des valeurs approchées.

TABLEAU XIII.

Dates.	t .	f_0 .	r (calc.)	
			r (obs.).	[formule (1bis)].
14 avril 1913.....	11 ⁰	3,4 ^{mm}	0,164	0,179
7 mai.....	14	6,8	0,152	0,158
19 mai.....	16	6,8	0,148	0,162
20 mai.....	17	5,8	0,164	0,170
23 mai.....	21	8,9	0,146	0,163
26 mai.....	21	8,4	0,154	0,166
30 mai.....	21	13,8	0,130	0,149
9 juin.....	24	13,2	0,138	0,156
11 juin.....	24	11,1	0,138	0,162

Il est intéressant de noter que la même formule convient approximativement pour représenter des observations faites en des lieux éloignés et sous des conditions climatiques très différentes.

Les nombres calculés sont trop forts, mais on peut rendre la concordance meilleure par une légère modification de la formule (1 bis). Si l'on applique la formule (1) au calcul de l'ensemble des observations rapportées dans le Tableau XI (n° 27), on constate que l'accord le meilleur est réalisé pour des pressions voisines de 6^{mm}. Si donc on pose encore

$$K = K_0 f_0^{\frac{7}{9}},$$

c'est pour $f_0 = 6$ qu'on doit attribuer à K la valeur moyenne $3,5 \cdot 10^{-6}$

$$3,5 \cdot 10^{-6} = K_0^{\frac{7}{9}},$$

ce qui fournit

$$K_0 = 0,87 \cdot 10^{-6}.$$

La formule (1) devient alors

$$(1^{ter}) \quad r = \pi \sigma \theta_0^4 \left[\frac{1}{1 + 2,01 f_0} + \frac{350}{\theta_0} \frac{1}{f_0^5 (0,87 + 1,75 f_0^2)} \right]$$

et l'accord avec les résultats de l'observation est satisfaisant.

31. Deuxième forme de calcul. — L'emploi de la formule exponentielle pour tenir compte de la variation de température avec l'altitude simplifie le calcul du rayonnement.

Nous avons établi dans le paragraphe précédent que le flux provenant de la tranche dz , d'altitude z , qui parvient au sol est

$$i = af_0 \sigma \theta_0^4 e^{-(K + af_0)z} dz.$$

La température θ de l'atmosphère à l'altitude z étant fournie par la relation

$$\frac{\theta}{\theta_0} = e^{-\frac{1}{3,5} kz},$$

l'expression de i devient

$$i = af_0 \sigma \theta_0^4 e^{-\left(K + \frac{4}{3,5} k + af_0\right)z} dz$$

et l'intégration fournit

$$q = \int_{z=0}^{z=\infty} i = \sigma \theta_0^4 \frac{af_0}{af_0 + \frac{4}{3,5} k + K}.$$

D'où, pour la valeur du rayonnement,

$$(2) \quad r = \pi \sigma \theta_0^4 \frac{\frac{4}{3,5} k + K}{af_0 + \frac{4}{3,5} k + K} = \frac{\pi \sigma \theta_0^4}{1 + \frac{f_0}{2,8}}.$$

Le Tableau XIV permet de comparer les valeurs fournies par la formule (2) avec celles qu'Anders Angström a obtenues par l'observation.

TABLEAU XIV.

f_0	r (obs.).	r (calc.) [formule (2)].
4.....	0,198	0,234
5.....	0,183	0,204
7.....	0,173	0,162
8.....	0,169	0,147
10.....	0,159	0,124
12,5.....	0,146	0,104

Les nombres calculés décroissent trop vite. Un meilleur accord est obtenu (*voir* Tableau XV) en posant

$$K = 0,87 \cdot 10^{-6} f_0^{\frac{7}{9}},$$

ce qui fournit

$$(2 \text{ bis}) \quad r = \pi \sigma \theta^4 \frac{1,4 + 0,87 f_0^{\frac{7}{9}}}{1,4 + 1,75 f_0 + 0,87 f_0^{\frac{7}{9}}}.$$

TABLEAU XV.

f_0	r (obs.).	r (calc.) [formule (2 bis)].
4.....	0,198	0,204
5.....	0,183	0,191
7.....	0,173	0,173
8.....	0,169	0,166
10.....	0,159	0,156
12,5.....	0,146	0,146

32. Troisième mode de calcul (flux reçu sous diverses incidences). — Au lieu d'admettre que le flux envoyé par l'atmosphère est le même dans toutes les directions, on peut faire un calcul complet qui tienne compte des variations possibles du flux avec l'incidence.

Considérons une tranche d'air dz à l'altitude z où la température est θ et la pression de la vapeur d'eau f .

L'émission d'un centimètre carré de la couche dans une direction quelconque, par exemple, dans une direction d'incidence β , sera

$$I_z = af\sigma\theta^4 dz = af_0\sigma\theta^4 e^{-kz} dz.$$

Une partie de ce flux va être absorbée par l'atmosphère dans le trajet de la tranche au sol. Désignons par I le flux qui parvient à l'altitude ζ ; le flux absorbé dans la tranche $d\zeta$ est

$$dI = Iaf_0 e^{-k\zeta} \frac{d\zeta}{\cos\beta}.$$

L'intégration de z à zéro fournit le flux i qui parvient au sol

$$i = I_z e^{-\frac{af_0}{k\cos\beta}(1-e^{-kz})}.$$

Pour de faibles valeurs de z , i est égal à $I_z e^{-\frac{af_0}{\cos\beta}z}$. Comme ce sont surtout les couches inférieures qui interviennent dans le rayonnement, on pourra adopter

$$i = I_z e^{-\frac{af_0}{\cos\beta}z} = af_0\sigma\theta^4 e^{-\left(k + \frac{af_0}{\cos\beta}\right)z} dz.$$

Tel est le flux provenant d'un centimètre carré de la tranche dz qui parvient, sous une incidence β , au point A de l'élément de surface dont on veut déterminer le rayonnement. Il revient au même, pour le calcul, de supposer qu'entre la tranche et le sol il n'y a pas de milieu absorbant et d'attribuer à la tranche dz un pouvoir émissif égal à i dans la direction β .

Le flux élémentaire provenant d'un élément ds de la tranche dz qu'absorbe, dans la direction β , un centimètre carré de surface noire horizontale situé en A, sera

$$\frac{i ds \cos\beta}{d^2} = i d\Omega,$$

$d\Omega$ désignant l'angle solide sous lequel on voit, du point A, l'élément de surface ds situé à la distance d .

En tenant compte de la relation

$$\theta = \theta_0 e^{-\frac{\Lambda z}{3,5}},$$

on a donc

$$\begin{aligned} q &= \iint af_0 \sigma \theta_0^{\frac{4}{5}} e^{-\left(K + \frac{4}{3,5}k + \frac{af_0}{\cos \beta}\right)z} d\Omega dz \\ &= af_0 \sigma \theta_0^{\frac{4}{5}} \int_0^{2\pi} d\Omega \int_0^\infty e^{-\left(K + \frac{4}{3,5}k + \frac{af_0}{\cos \beta}\right)z} dz. \end{aligned}$$

L'intégration par rapport à z donne l'énergie envoyée sur un centimètre carré de surface horizontale dans un cône élémentaire d'angle solide $d\Omega$ et d'incidence moyenne β :

$$dq = af_0 \sigma \theta_0^{\frac{4}{5}} \frac{d\Omega}{K + \frac{4}{3,5}k + \frac{af_0}{\cos \beta}};$$

en posant ensuite $d\Omega = 2\pi \sin \beta d\beta$ et intégrant de $\beta = 0$ à $\beta = \frac{\pi}{2}$, on obtient le flux total

$$q = af_0 \pi \sigma \theta_0^{\frac{4}{5}} \int_{\beta=0}^{\beta=\frac{\pi}{2}} \frac{2 \sin \beta}{K + \frac{4}{3,5}k + \frac{af_0}{\cos \beta}} d\beta,$$

c'est-à-dire

$$q = \frac{2\pi af_0 \sigma \theta_0^{\frac{4}{5}}}{K + \frac{4}{3,5}k} \left[1 - \frac{af_0}{K + \frac{4}{3,5}k} \operatorname{Log} \left(1 + \frac{K + \frac{4}{3,5}k}{af_0} \right) \right].$$

Pour les valeurs courantes de f_0 , l'expression $\frac{K + \frac{4}{3,5}k}{af_0}$ est inférieure à l'unité. On peut alors développer le logarithme par rapport aux puissances croissantes de $\frac{K + \frac{4}{3,5}k}{af_0}$, ce qui donne

$$\begin{aligned} q &= \pi \sigma \theta_0^{\frac{4}{5}} \left[1 - \frac{2}{3} \frac{K + \frac{4}{3,5}k}{af_0} \right. \\ &\quad \left. + \frac{2}{4} \left(\frac{K + \frac{4}{3,5}k}{af_0} \right)^2 - \frac{2}{5} \left(\frac{K + \frac{4}{3,5}k}{af_0} \right)^3 + \dots \right]. \end{aligned}$$

La perte par rayonnement d'un centimètre carré de la surface noire librement exposée en A peut alors s'écrire, en désignant par m l'expression $\frac{af_0}{K + \frac{4}{3,5}k}$,

$$r = \pi \sigma \theta_0^4 - q = 2 \pi \sigma \theta_0^4 \frac{1}{m} \left[\frac{1}{3} - \frac{1}{4m} + \frac{1}{5m^2} - \dots \right].$$

Avec les valeurs des constantes qui ont été adoptées, on a

$$(3) \quad r = 7,68 \cdot 10^{-11} \theta_0^4 \frac{5,6}{f_0} \times \left[\frac{1}{3} - \frac{1}{4} \frac{2,8}{f_0} + \frac{1}{5} \left(\frac{2,8}{f_0} \right)^2 - \frac{1}{6} \left(\frac{2,8}{f_0} \right)^3 + \dots \right].$$

Le Tableau XVI permet de comparer les valeurs fournies par la formule (3) avec les observations d'Anders Angström.

TABLEAU XVI.

f_0	r (obs.).	r (calc.) [formule (3)].
4.....	0,198	0,173
7.....	0,173	0,117
8.....	0,169	0,106
10.....	0,159	0,088
12,5.....	0,146	0,073

Les valeurs calculées sont trop faibles et décroissent beaucoup trop vite. L'accord serait réalisé vers $f_0 = 3$. En admettant que les écarts proviennent d'une connaissance inexacte de la loi de décroissance de la vapeur d'eau en fonction de l'altitude on est amené, par des raisonnements analogues à ceux qui ont été antérieurement exposés, à adopter pour K la valeur

$$K = 1,5 \cdot 10^{-6} (f_0)^{\frac{7}{9}}.$$

L'expression du rayonnement s'écrira

$$(3 \text{ bis}) \quad \left\{ \begin{aligned} r &= 7,68 \cdot 10^{-11} \theta_0^4 \left[\frac{2}{3m} - \frac{2}{4m^2} + \frac{2}{5m^3} - \frac{2}{6m^4} + \dots \right], \\ m &= \frac{1,75 f_0}{1,5 f_0^{\frac{7}{9}} + 1,4}. \end{aligned} \right.$$

La comparaison de la formule (3 bis) avec les observations d'Anders Angström est résumée dans le Tableau XVII.

TABLEAU XVII.

f_0	r (obs.).	r (calc.) [formule (3 bis)].
4.....	0,198	0,194
5.....	0,183	0,184
7.....	0,173	0,171
8.....	0,169	0,166
10.....	0,159	0,153
12,5.....	0,146	0,148

La formule (3 bis) représenterait assez bien les valeurs observées à Montpellier tout en fournissant des nombres généralement trop élevés. La formule (3) s'accorde avec ces observations pour $f_0 = 3,8$, ce qui conduit à adopter

$$K = 1,24 \cdot 10^{-6} f_0^{\frac{7}{9}}$$

et fournit pour l'expression du rayonnement

$$(3 \text{ ter}) \left\{ \begin{array}{l} r = 7,68 \cdot 10^{-11} \theta_0^{\frac{4}{9}} \left[\frac{2}{3m} - \frac{2}{4m^2} + \frac{2}{5m^3} - \frac{2}{6m^4} + \dots \right], \\ m = \frac{1,75 f_0}{1,24 f_0^{\frac{7}{9}} + 1,4} \end{array} \right.$$

C'est par la formule (3 ter) que les nombres portés dans le Tableau XI (n° 27) ont été calculés. L'erreur moyenne est $-2,2$ pour 100. On pourrait, sans nul doute, modifier la formule de manière à rendre l'accord meilleur, encore qu'on ne puisse espérer une bien grande précision, par suite de perturbations accidentelles légères qu'il semble difficile d'analyser. Tout ce que nous avons voulu montrer par la théorie que nous avons exposée, c'est qu'il est possible de rendre compte, dans leurs grandes lignes, des diverses particularités que présente

un phénomène météorologique aussi complexe que le rayonnement nocturne.

Remarque. — Pour bien séparer l'influence de la vapeur d'eau de celle de la température, nous avons représenté, sur le graphique de la figure 36, les valeurs

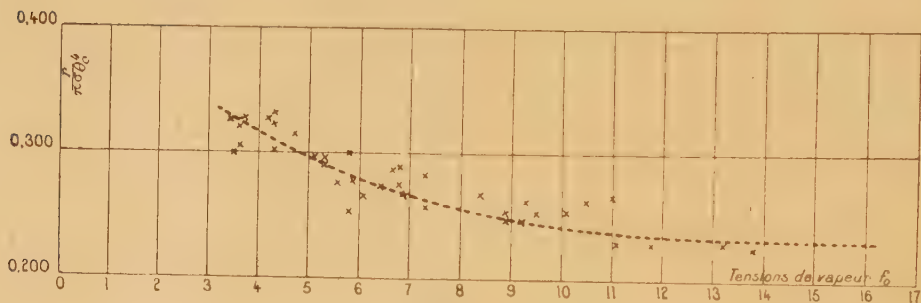


Fig. 36.

observées de $\frac{r}{\pi \sigma \theta_0^4}$ en fonction de f_0 . Les points se répartissent dans le voisinage de la courbe tracée d'après l'équation (3 bis), montrant bien l'action affaiblissante que la vapeur d'eau exerce sur le rayonnement nocturne, l'influence de la température mise à part. En portant les valeurs brutes du rayonnement en fonction de la pression de vapeur, les points se répartissent au contraire sans aucun ordre et ne font apparaître aucune loi de variation. Cette simple remarque justifie l'hypothèse qui nous a servi de point de départ, à savoir que le rayonnement nocturne dépend de la température et de la pression de la vapeur d'eau au niveau du sol. Une connaissance plus précise de la *loi de répartition* de la vapeur d'eau dans l'atmosphère et de l'absorption que cette vapeur exerce sur le rayonnement permettrait, croyons-nous, de rendre notre théorie mieux adaptée encore à l'observation.

33. Variation du rayonnement avec l'incidence. —

Quelques mesures d'Anders Angström ⁽¹⁾ font connaître le rayonnement d'une surface noire à travers un cône de faible ouverture, la surface rayonnante étant *normale à l'axe du cône*, pour des inclinaisons variables de cet axe sur l'horizontale.

La théorie du n° 32 permet de rendre compte des variations du rayonnement observées dans ces conditions.

Le flux qui provient de l'atmosphère tombe sous une incidence sensiblement normale; l'émission de la surface ne s'effectue également que pour ces directions.

Le flux venant de l'atmosphère dans la direction β et absorbé normalement est

$$af_0\sigma\theta_0^4 \frac{d\Omega}{\cos\beta} \int_0^\infty e^{-\left(K + \frac{4}{3,5}k + \frac{af_0}{\cos\beta}\right)z} dz = \frac{af_0}{\cos\beta} \frac{\sigma\theta_0^4}{K + \frac{4}{3,5}k + \frac{af_0}{\cos\beta}} d\Omega.$$

Le rayonnement effectif, dans les conditions précisées (incidence normale), suivant une direction déterminée par sa distance zénithale β , est alors

$$\begin{aligned} R_\beta d\Omega &= \sigma\theta_0^4 d\Omega - \sigma\theta_0^4 d\Omega \frac{af_0}{\left(K + \frac{4}{3,5}k\right) \cos\beta + af_0} \\ &= \frac{\sigma\theta_0^4}{1 + \left(\frac{af_0}{K + \frac{4}{3,5}k}\right) \frac{1}{\cos\beta}} d\Omega, \end{aligned}$$

c'est-à-dire, d'après la notation utilisée au n° 32,

$$(4) \quad R_\beta d\Omega = \frac{\sigma\theta_0^4}{1 + \frac{m}{\cos\beta}} d\Omega.$$

On prendra en réalité, en vue des comparaisons avec l'expérience, les valeurs de m indiquées par la formule (3 bis) qui est en bon accord avec l'observation.

(1) Anders ANGSTRÖM, *Astrophys. Journ.*, t. XXXIX, 1914, p. 95.

Pour une surface noire *horizontale*, le rayonnement effectif suivant une direction d'incidence β sera

$$(5) \quad r_{\beta} d\Omega = R_{\beta} \cos \beta d\Omega = \frac{\sigma \theta_0^4}{1 + \frac{m}{\cos \beta}} \cos \beta d\Omega.$$

Anders Angström a déduit de ses mesures le rayonnement effectif suivant une zone sphérique de distance zénithale β et de largeur $d\beta$, c'est-à-dire correspondant à un angle solide

$$d\Omega = 2\pi \sin \beta d\beta.$$

La formule (5) fournit pour la valeur théorique de ce rayonnement l'expression (5 bis)

$$(5 \text{ bis}) \quad r'_{\beta} d\beta = \pi \sigma \theta_0^4 \frac{\sin 2\beta}{1 + \frac{m}{\cos \beta}} d\beta.$$

Pour des zones de même largeur $d\beta$, les rayonnements sont proportionnels à $R_{\beta} \sin 2\beta$.

Les Tableaux XVIII, XIX et XX et les courbes 37, 38 et 39 permettent de comparer à la théorie les résultats déduits de l'observation par A. Angström.

TABLEAU XVIII.

(Observations du 23 août 1912; $f_0 = 3,84$; $m = 1,18$.)

β .	R_{β} (obs.).	R_{β} (calc.).	r'_{β} (obs.).	r'_{β} (calc.).
0.....	17,3	(17,3)	0,0	0,0
10.....	17,2	17,1	5,9	5,8
20.....	16,8	16,7	10,8	10,7
30.....	16,4	16,0	14,2	13,9
40.....	15,9	14,9	15,7	14,7
50.....	15,0	13,3	14,8	13,1
60.....	13,8	11,2	11,9	9,7
70.....	12,0	8,5	7,7	5,5
80.....	8,9	4,9	3,0	1,7
90.....	0,0	0,0	0,0	0,0

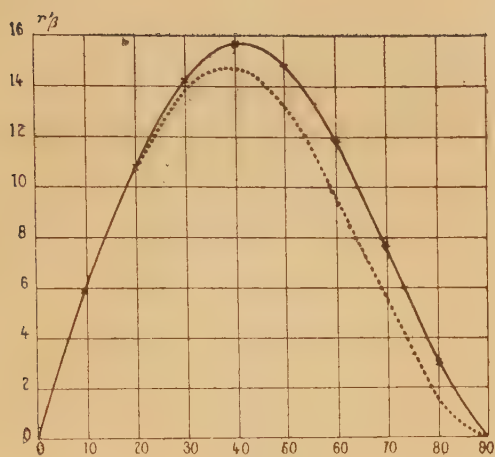


Fig. 37.

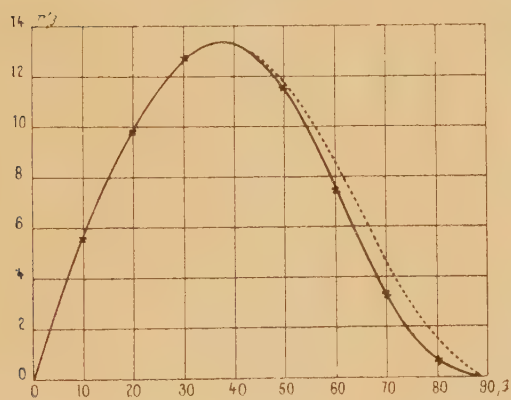


Fig. 38.

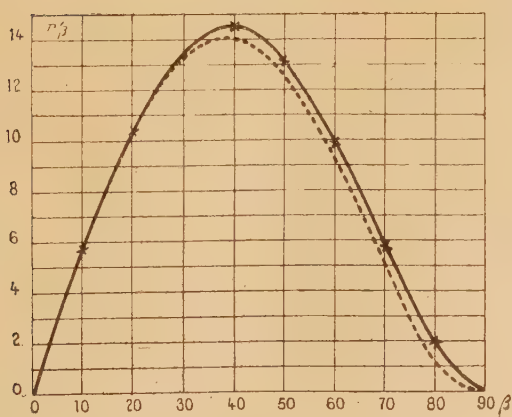


Fig. 39.

TABLEAU XIX.

(Observations du 30 août 1912; $f_0 = 7,10$; $m = 1,50$.)

β .	R_β (obs.).	R_β (calc.).	r'_β (obs.).	r'_β (calc.).
0.....	15,9	(15,9)	0,0	0,0
10.....	15,7	15,8	5,5	5,4
20.....	15,3	15,4	9,8	9,9
30.....	14,7	14,6	12,7	12,6
40.....	13,5	13,4	13,3	13,2
50.....	11,7	11,9	11,5	11,7
60.....	8,5	9,9	7,4	8,6
70.....	5,1	7,4	3,3	4,7
80.....	2,0	4,1	0,7	1,4
90.....	0,0	0,0	0,0	0,0

TABLEAU XX.

(Observations du 4 septembre 1912; $f_0 = 4,98$; $m = 1,31$.)

β .	R_β (obs.).	R_β (calc.).	r'_β (obs.).	r'_β (calc.).
0.....	16,7	(16,7)	0,0	0,0
10.....	16,6	16,5	5,7	5,6
20.....	16,2	16,1	10,4	10,3
30.....	15,5	15,4	13,4	13,3
40.....	14,7	14,2	14,5	14,0
50.....	13,4	12,7	13,2	12,5
60.....	11,4	10,7	9,9	9,3
70.....	8,9	8,0	5,7	5,1
80.....	5,5	4,5	1,9	1,5
90.....	0,0	0,0	0,0	0,0

34. Variation du rayonnement nocturne avec l'altitude.

— Ch. Martins, par des observations faites avec l'actinomètre à duvet de cygne de Pouillet au sommet du Faulhorn et sur le grand plateau du mont Blanc, a cru établir :

(¹) Ch. MARTINS, *Ann. de Chim. et de Phys.*, 3^e série, t. LVIII, 1860, p. 220; et *Mémoires de l'Acad. de Montpellier*, t. IV, 1860.

« 1° que le rayonnement est infiniment plus fort sur la montagne que dans la plaine; 2° que le rapport des rayonnements croît plus rapidement que la hauteur dans les régions supérieures de l'atmosphère. »

Les circonstances ne nous ont pas permis d'entreprendre les recherches que nous projetions en vue de contrôler ces assertions; il y a là un point intéressant que nous espérons étudier plus tard.

Mais on peut utiliser l'une quelconque des formules que nous avons données pour prévoir le *sens* de la variation du rayonnement en fonction de l'altitude.

Désignons par r_0 le rayonnement au niveau du sol et par r le rayonnement à l'altitude z . La formule (2) du n° 31 donne immédiatement

$$\frac{r}{r_0} = \frac{\theta_0^2}{\theta_0^2} \frac{1 + \frac{f_0}{2,8}}{1 + \frac{f}{2,8}}.$$

Les relations

$$\begin{aligned}\theta &= \theta_0 e^{-\frac{k}{3,5} z}, \\ f &= f_0 e^{-kz}\end{aligned}$$

permettent d'écrire

$$\frac{r}{r_0} = e^{-\frac{4}{3,5} kz} \frac{2,8 + f_0}{2,8 + f_0 e^{-kz}},$$

c'est-à-dire, numériquement,

$$\frac{r}{r_0} = \frac{2,8 + f_0}{2,8 + f_0 e^{-3,5 \cdot 10^{-6} z}} e^{-1,43 \cdot 10^{-6} z}.$$

Cette formule montre bien que le rayonnement nocturne commence par croître avec l'altitude, comme l'avait remarqué Martins, mais n'indique pas qu'il augmente plus rapidement que la hauteur. Voici d'ailleurs (Tableau XXI), pour fixer les idées, les valeurs de $\frac{r}{r_0}$ à diverses altitudes dans le cas où l'on a $f_0 = 10^{\text{mm}}$.

TABLEAU XXI.

z	$\frac{r}{r_0}$
100.....	1,013
200.....	1,026
500.....	1,064
1000.....	1,129
2000.....	1,244
5000.....	1,395

35. **Le rayonnement de la Terre et sa température efficace.** — L'émission d'une partie de notre globe plongée dans la nuit, pour un observateur situé sur un astre différent, se compose : 1° de la portion du rayonnement émis par le sol qui traverse l'atmosphère; 2° du rayonnement de l'atmosphère. Si l'observateur regardait la partie éclairée de notre globe, aux radiations précédentes il faudrait ajouter les radiations solaires renvoyées par la Terre.

Nous allons calculer l'énergie émise dans une direction normale pour chaque centimètre carré de la surface terrestre.

1° *Rayonnement provenant de 1^{cm}² du sol.* — Soient I le rayonnement qui parvient à l'altitude z et dI le rayonnement absorbé dans la tranche d'épaisseur dz située à l'altitude z où la pression de la vapeur d'eau est f :

$$dI = -Iafdz = -Iaf_0 e^{-Kz} dz,$$

d'où, en intégrant de $z = 0$ à z infini, le rayonnement q_1 provenant du sol qui traverse l'atmosphère,

$$q_1 = I_0 e^{-\frac{af_0}{K}} = \sigma\theta_0^4 e^{-\frac{af_0}{K}};$$

2° *Rayonnement de l'atmosphère.* — Le rayonnement émis par une tranche dz située à l'altitude z est

$$I_z = af\sigma\theta^4 dz = af_0\sigma\theta_0^4 e^{-\left(K + \frac{4}{3,5}k\right)z} dz.$$

Tout ce rayonnement ne parvient pas à la limite extrême de notre atmosphère; une partie va être absorbée. Désignons par I le flux qui parvient à une altitude plus élevée ζ et par dI la variation de flux dans la tranche $d\zeta$,

$$dI = -Iaf_0 e^{-K\zeta} d\zeta.$$

En intégrant cette expression de $\zeta = z$ à ζ infini, on obtient la valeur i du rayonnement qui, émis par la tranche dz située à l'altitude z , parvient à l'extrême limite de l'atmosphère :

$$\begin{aligned} \text{Log } \frac{i}{I_z} &= -\frac{af_0}{K} e^{-Kz}, \\ i &= I_z e^{-\frac{af_0}{K} e^{-Kz}}. \end{aligned}$$

Le flux total q_2 envoyé par une colonne atmosphérique cylindrique de 1 cm^2 de section s'obtiendra en faisant la somme des flux élémentaires pour toutes les valeurs de z allant de $z = 0$ à z infini

$$q_2 = \int_{z=0}^{z=\infty} i = \int_0^{\infty} af_0 \sigma \theta_0^{\frac{4}{3}} e^{-\left(K + \frac{4}{3,5}k\right)z} e^{-\frac{af_0}{K} e^{-Kz}} dz.$$

Cette intégration est impossible à effectuer dans le cas général. On aura une limite inférieure du rayonnement en prenant

$$\begin{aligned} q_2 &= \int_0^{\infty} af_0 \sigma \theta_0^{\frac{4}{3}} e^{-\frac{af_0}{K} e^{-Kz}} e^{-\left(K + \frac{4}{3,5}k\right)z} dz \\ &= \sigma \theta_0^{\frac{4}{3}} e^{-\frac{af_0}{K}} \frac{af_0}{K + \frac{4}{3,5}k}. \end{aligned}$$

3° *Rayonnement total.* — Le rayonnement total de notre planète, pour chaque centimètre carré et dans une direction normale, est donc supérieur à l'expression

$$E = q_1 + q_2 = \sigma \theta_0^{\frac{4}{3}} e^{-\frac{af_0}{K}} \frac{K + \frac{4}{3,5}k + af_0}{K + \frac{4}{3,5}k}.$$

Désignons par T la température d'un radiateur intégral qui émettrait par centimètre carré la même énergie que notre globe. La valeur de cette température est supérieure à celle que fournit l'équation

$$\sigma T^4 = \sigma \theta_0^4 e^{-\frac{af_0}{K}} \frac{K + \frac{4}{3,5}k + af_0}{K + \frac{4}{3,5}k}$$

qui devient, avec les valeurs numériques qui ont été indiquées,

$$T^4 = \theta_0^4 e^{-\frac{f_0}{2}} \left[1 + \frac{f_0}{2,8} \right].$$

La température efficace fournie par la relation précédente va en décroissant lorsque la pression de la vapeur d'eau augmente. Le Tableau XXII donne les valeurs du rapport $\frac{T}{\theta_0}$ pour des pressions croissantes de la vapeur d'eau; la troisième colonne renferme les valeurs de T correspondant à $\theta_0 = 290^\circ$ abs. (Rappelons que les températures réelles efficaces doivent être supérieures à ces valeurs de T .)

TABLEAU XXII.

f_0 mm	$\frac{T}{\theta_0}$	Valeurs de T pour $\theta_0 = 290^\circ$ abs.
2.....	0,891	258° abs. ou — 15° C.
4.....	0,757	219 » — 54
6.....	0,629	182 » — 91
8.....	0,516	150 » — 123
10.....	0,419	121 » — 152

Remarque. — La simplification faite en vue de permettre l'intégration revient à supposer que tous les flux I_z , à quelque altitude qu'ils soient émis, auraient à traverser l'atmosphère entière. Le facteur d'affaiblissement adopté est en effet $e^{-\frac{af_0}{K}}$ au lieu de $e^{-\frac{af}{K}}$, f désignant la valeur de la pression à l'altitude z , pression qui varie

de f_0 à zéro. On aura, semble-t-il, plus de chances de se rapprocher de la valeur réelle du rayonnement atmosphérique en adoptant un coefficient d'affaiblissement qui corresponde à la valeur moyenne de la pression, $\frac{f_0}{2}$, soit $e^{-\frac{af_0}{2K}}$. On obtiendra ainsi pour le rayonnement de l'atmosphère

$$q'_2 = \sigma \theta_0^4 e^{-\frac{af_0}{2K}} \frac{af_0}{K + \frac{4}{3,5} k},$$

et, pour la température efficace,

$$T'^4 = \theta_0^4 \left[e^{-\frac{af_0}{K}} + e^{-\frac{af_0}{2K}} \frac{af_0}{K + \frac{4}{3,5} k} \right],$$

ou, avec les valeurs numériques des constantes,

$$T'^4 = \theta_0^4 e^{-\frac{f_0}{2}} \left[1 + e^{-\frac{f_0}{2}} \frac{f_0}{2,8} \right].$$

Les valeurs T' obtenues par ce mode de calcul, qui sont plus fortes que les précédentes, doivent se rapprocher davantage de la réalité; elles sont indiquées dans le Tableau XXIII pour différentes valeurs de la pression de la vapeur d'eau. On pourrait d'ailleurs obtenir des valeurs plus exactes encore en calculant numériquement l'intégrale par la considération de tranches atmosphériques suffisamment minces pour qu'on puisse regarder le rayonnement comme constant dans toute leur épaisseur.

TABLEAU XXIII.

f_0 mm	$\frac{T'}{\theta_0}$	Valeurs de T' pour $\theta_0 = 290^\circ$ abs.
4.....	0,902	261° abs. ou -12° C.
6.....	0,852	247 » -26
8.....	0,798	231 » -42
10.....	0,740	215 » -58

35 bis. **Température zénithale.** — Appelons, avec Pouillet (¹), *température zénithale* la température d'une enceinte (*enceinte zénithale*), de pouvoir émissif égal à l'unité (corps noir) qui enverrait au sol précisément la quantité de chaleur qu'il reçoit à la fois de l'atmosphère et de l'espace (le Soleil excepté). Désignons par T cette température, par θ_0 la température au voisinage du sol, par σ le coefficient de la loi de Stefan pour des directions normales à la surface d'émission exprimée en calories par minute et centimètre carré, par r le rayonnement nocturne. On aura par définition

$$\pi \sigma \theta_0^4 - \pi \sigma T^4 = r,$$

d'où, sensiblement,

$$T \doteq \theta_0 \left[1 - \frac{1}{4} \frac{r}{\pi \sigma \theta_0^4} \right].$$

Considérons, par exemple, la valeur du rayonnement nocturne obtenue à Montpellier le 14 avril 1913 (Tableau XI) à 18^h 24^m, pour une température au voisinage du sol de 11° C., et une pression de la vapeur d'eau de 3^{mm}, 44, soit

$$r = 0^{\text{cal}}, 164 \text{ par minute et centimètre carré.}$$

On a

$$\theta_0 = 284^{\circ} \text{ abs.,}$$

$$\pi \sigma = 7,68 \cdot 10^{-11},$$

d'où

$$T = \theta_0 \times 0,934 = 265^{\circ} \text{ abs.}$$

La température zénithale est inférieure de 19° à la température ambiante.

Cette température zénithale, qu'on appellerait plus volontiers, aujourd'hui, « température efficace de l'atmo-

(¹) *Comptes rendus Acad. Sc.*, t. VII, 1838, p. 454.

sphère et de l'espace (1) », dépend, comme le rayonnement nocturne, de la pression de la vapeur d'eau contenue dans l'atmosphère.

En utilisant la formule (3 ter) (n° 32), qui représente assez bien les valeurs que nous avons obtenues à Montpellier pour le rayonnement nocturne,

$$(3\text{ ter}) \left\{ \begin{aligned} r &= 2\pi\sigma\theta_0^4 \left[\frac{1}{3m} - \frac{1}{4m^2} + \frac{1}{5m^3} - \frac{1}{6m^4} + \dots \right], \\ m &= \frac{1,75f_0}{1,24f_0^{\frac{7}{9}} + 1,4} \end{aligned} \right.$$

on obtient

$$T = \theta \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{1}{3m} - \frac{1}{4m^2} + \frac{1}{5m^3} - \frac{1}{6m^4} + \dots \right) \right],$$

ce qui conduit aux valeurs suivantes de $\frac{T}{\theta_0}$ pour quelques valeurs de f_0 :

f_0	$\frac{T}{\theta_0}$
mm	
4	0,930
7	0,9355
10	0,9395

Pour une température au voisinage du sol de 15° C. ($\theta_0 = 288^\circ$ abs.), la température zénithale reste comprise entre 262° et 268° abs.; elle est donc de 20° à 26° inférieure à la température ambiante.

Les observations faites par Pouillet, avec son actinomètre à duvet de cygne, l'avaient conduit à admettre une valeur de la température zénithale inférieure de 9° environ à la température ambiante. L'écart, par rapport aux nombres que fournissent des mesures plus précises du rayonnement nocturne, n'est pas très considérable.

(1) En réalité, l'apport de l'espace étant tout à fait négligeable vis-à-vis celui de l'atmosphère, on pourrait conserver sans inconvénient le nom de « température efficace de l'atmosphère ».

36. Pouvoir de transmission de l'atmosphère pour le rayonnement terrestre. — Le rayonnement provenant du sol qui traverse l'atmosphère a pour expression (n° 35)

$$I = \sigma \theta_0^4 e^{-\frac{af_0}{K}}.$$

Le coefficient de transmission est donc $e^{-\frac{af_0}{K}}$, soit, avec les valeurs numériques des constantes, $e^{-\frac{f_0}{2}}$. Dans le Tableau XXIV, nous avons indiqué les valeurs que prend ce coefficient pour des pressions croissantes de la vapeur d'eau.

TABLEAU XXIV.

f_0 mm	Coefficients de transmission.
2.....	0,367
4.....	0,135
6.....	0,050
8.....	0,018
10.....	0,008

Pour des valeurs un peu fortes de la pression de la vapeur d'eau, la couche atmosphérique ne laisse passer qu'une très faible portion du rayonnement du sol. Le rayonnement du globe pour un point extérieur est surtout constitué par le rayonnement propre de l'atmosphère.

CHAPITRE IV.

Sur les échanges diurnes de chaleur entre l'Espace et une surface noire exposée à l'air libre, à l'abri des rayons solaires directs.

37. Nous nous proposons d'étudier, dans ce Chapitre, le sens et la valeur approchée des échanges diurnes de chaleur qui s'effectuent entre la Terre et l'Espace, le

Soleil mis à part. Une surface noire, plane et horizontale, abritée des rayons solaires directs, reçoit-elle un flux de chaleur du reste de l'Espace ou bien est-elle, au contraire, le siège d'une perte calorifique ?

Dans sa *Notice sur le rayonnement nocturne*, Arago pose le problème : « Pour que le rayonnement vers l'Espace produise des effets sensibles sur la température de certains corps, il ne semble point indispensable que le Soleil soit couché. Partout où la lumière de cet astre n'arrive pas directement, il sera possible qu'on observe, même dans le jour, une température plus élevée dans l'atmosphère que sur l'herbe, si une grande portion du ciel s'y montre à découvert : rien ne prouve, en effet, que le rayonnement de tous les corps terrestres vers l'Espace ne peut jamais surpasser le rayonnement en sens contraire qui s'opère de l'atmosphère éclairée vers ces corps ⁽¹⁾. »

L'étude expérimentale faite à différentes reprises, depuis Arago, n'a pas fourni des résultats très concordants. Pour HOMÉN ⁽²⁾ il y a toujours, par temps clair, un rayonnement dirigé de la Terre vers le Ciel, même au milieu du jour ; le sens du rayonnement résultant est inversé lorsque le Ciel est nuageux. Lo SURDO ⁽³⁾ trouve au contraire, même par temps clair, un rayonnement dirigé du Ciel vers la Terre. Angström ⁽⁴⁾ formule là même conclusion : toutefois, d'après lui, l'excès du rayonnement du Ciel sur celui de la Terre n'est pas tellement élevé qu'on ne puisse imaginer des cas où le sens des échanges

(1) François ARAGO, *Œuvres complètes*, t. VIII, p. 86, Paris et Leipzig, 1858. — *Annuaire du Bureau des Longitudes pour l'an 1828*, p. 148.

(2) HOMÉN, *Der tägliche Wärmeumsatz im Boden und die Wärmestrahlung zwischen Himmel und Erde*, p. 136. Leipzig, 1897.

(3) Antonio Lo SURDO, *Il nuovo cimento*, 5^e série, t. XV, 1908, p. 252.

(4) Anders ANGSTROM, *Astrophysical Journal*, t. XXXIX, 1914, p. 95.

de chaleur serait inversé : pour des conditions atmosphériques exceptionnelles (air sec et peu chargé de poussières), il est possible, pense-t-il, que le rayonnement de la Terre vers le Ciel devienne prépondérant.

Lo Surdo et A. Angström ont utilisé, pour leurs observations, des surfaces noires qui rayonnent vers *l'ensemble des directions* de l'Espace. Or, suivant les directions voisines de l'horizontale peuvent se propager des rayons solaires diffusés par des obstacles (arbres, murs, toitures) qui, même s'ils sont très éloignés de la surface rayonnante, donnent naissance à des perturbations difficiles à éliminer. Il y a donc là une cause possible d'erreurs.

A. — ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DU RAYONNEMENT.

38. Nos observations ont été faites à l'Institut de Physique de l'Université de Montpellier, sur une terrasse qui est dominée par les clochers d'églises voisines ainsi que par le toit des maisons d'une partie de la ville. Il nous eût été difficile, dans ces conditions, d'obtenir des résultats probants sur les échanges de chaleur qui se produisent, pendant le jour, entre l'Espace et une surface noire horizontale, pour l'ensemble des directions situées au-dessus de son plan. Aussi nous sommes-nous borné à étudier les rayonnements qui s'exercent dans un cône de faible ouverture et d'axe vertical; les flux de grande incidence qui pourraient entraîner des erreurs sont ainsi éliminés.

Dans ces conditions, la surface rayonnante étant abritée des rayons directs du Soleil, et ne donnant lieu à des échanges de flux que suivant les directions voisines de la verticale, nos observations ont toujours mis en évidence un refroidissement de cette surface, même par les chaudes journées d'été. Le refroidissement diminue dès

que le ciel présente quelques nuages, surtout si ces nuages sont voisins du zénith. Par temps couvert, il fait place à un échauffement.

L'existence de cet excès de rayonnement de la surface noire vers l'Espace, pour des directions voisines de la verticale, peut être constatée au moyen d'un actinomètre quelconque à condition de diriger la surface rayonnante vers le zénith et de l'abriter des rayons solaires. L'exposé rapide de nos expériences montrera qu'il n'est pas besoin d'un dispositif particulièrement délicat.

39. Expériences avec l'actinomètre de Pouillet. — L'actinomètre utilisé par Pouillet pour établir que le rayonnement nocturne vers le zénith est plus efficace que le rayonnement vers les parties basses du ciel (n° 23) est suffisant pour mettre en évidence le sens des échanges diurnes de chaleur. Voici, par exemple, les températures observées, suivant que l'écran protecteur *g* (*fig.* 33) est ou non disposé au-dessus de la boule du thermomètre, c'est-à-dire suivant que les échanges de rayonnement peuvent ou non s'établir avec le zénith.

Observations du 4 octobre 1914 (temps parfaitement clair) :

Heures.	Thermomètre abrité.	Thermomètre découvert.	Δ .
^h ^m	^o	^o	^o
9. 5.....	17,6	»	»
9.15.....	»	17,2	0,45
9.28.....	17,7	»	»

40. Expériences avec des thermomètres à enveloppe noire et brillante. — On enferme les boules de deux thermomètres sensibles dans deux étuis cylindriques identiques en fer-blanc, ABCD (*fig.* 40), l'un noirci, l'autre brillant. Chaque thermomètre peut être disposé au centre d'une boîte de fer-blanc, MNPQ, polie à l'intérieur et à l'extérieur, et qu'on peut ou non revêtir d'un cou-

vercle. Quand on enlève le couvercle posé sur MN, on constate un refroidissement du thermomètre dont l'étui

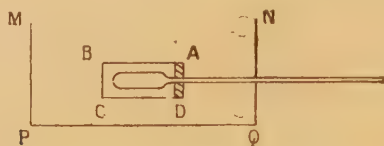


Fig. 40.

est noirci, alors que la température du thermomètre dont l'étui est brillant ne varie pas d'une manière sensible.

Observations du 7 janvier 1915. — A 13^h35^m, la boîte étant découverte, le thermomètre brillant marque 15°,9, le thermomètre noirci 14°,7. A 14^h, le couvercle étant mis, le thermomètre brillant indique 15°,7; le thermomètre noirci 15°,5.

Ainsi donc, en abritant le thermomètre noirci, sa température augmente de 0°,8. Dans le même temps, la température du thermomètre brillant qui, d'après Melloni, indique sensiblement la température exacte de l'atmosphère, a baissé de 0°,2. Le fait de permettre au thermomètre noirci de rayonner vers le zénith diminue donc sa température d'environ 1°.

Expérience du 13 janvier 1915. — Les températures observées ont été les suivantes :

h	m	Thermomètre noirci abrité.....	11,8
15	10	» brillant découvert.	12,6
15	20	» noirci découvert..	10,8
		» brillant découvert.	12,4
15	30	» noirci abrité.....	11,5
		» brillant découvert.	12,2

La température ambiante a baissé régulièrement de 0°,2 par 10 minutes; en faisant la correction due à cette

décroissance régulière on voit que les températures à adopter pour les comparaisons doivent être :

15.10 ^{h m}	Thermomètre noirci abrité....	11,8 ^o
15.20	» découvert.	11,0
15.30	» abrité....	11,9

d'où, lorsqu'on découvre le thermomètre noirci, un abaissement de température de 0°,85 en moyenne.

41. Actinomètre à condensation d'Angström. — Par temps clair, l'actinomètre à condensation de Knut Angström accuse une distillation d'éther de l'ordre de grandeur de celle qui se produit pendant la nuit. Par temps couvert, la distillation est très faible ou nulle. Une lame de verre posée sur l'appareil la supprime. Une lame de sel gemme la laisse inaltérée.

Le Tableau XXV renferme les résultats de quelques-unes de nos observations.

TABLEAU XXV.

Dates.	Heures. ^{h m}	Éther distillé. par heure.		Remarques.
		^{mm}	^{mm}	
20 janvier 1914.	5.20	0	»	Temps clair.
»	7.20	12,25	6,1	
»	10.15	29,5	5,8	
»	13.35	51,0	6,5	
»	15. 5	63,0	8,0	
Nuit du 20-21..	»	»	6,3	
21 janvier.....	5.30	0	»	Temps clair.
»	7.30	12	6	
»	9.30	24	6	
»	11.25	41,5	9	
»	13.20	59	9	
»	15.10	73,5	8	
Nuit du 21-22..	»	»	6,9	

TABLEAU XXV (*Suite*).

Dates	Heures.	Éther distillé.	Éther distillé par heure.	Remarques.
	^h ^m	^{mm}	^{mm}	
26 janvier.....	9.20	0	»	Temps complètement couvert.
»	11.30	1,5	0,7	
»	13.45	3,0	0,6	
»	16. 0	5,5	1,1	
12 mars.....	8. 0	0	»	Temps clair.
»	9.45	9,25	5,3	
»	13.40	32,25	5,75	
»	16.30	35,25	1,0	Lame de verre sur l'appareil.
»	17.20	41,25	7,2	Lame de sel gemmé.
»	18.12	49,25	9,2	
»	20.30	66,25	7,3	
27 avril.....	7.30	0	»	
»	13.30	6,5	1,1	Ciel couvert.
»	17.20	18,5	3,2	Le ciel se découvre.
»	20.45	39,5	6,1	Temps clair.
11 mai.....	7.0	0	»	Temps clair; lame de
»	11.0	0,5	»	verre sur l'appareil.
»	17.0	3,0	»	

Remarque. — L'actinomètre à condensation pour la mesure du rayonnement nocturne, d'Angström, ne donne en réalité de résultats numériques exacts, pendant la nuit, que si la température demeure rigoureusement constante (n° 26). Comme cette condition n'est certainement pas réalisée pendant le jour, lorsque l'actinomètre est abrité, par un simple écran, des rayons directs du Soleil, on ne peut attendre aucune précision des mesures rapportées dans le Tableau XXV; elles révèlent seulement l'*existence*, par temps clair, d'un excès de rayonnement vers le Ciel, dans les directions voisines de la verticale.

42. Actinomètre à compensation pour la mesure du rayonnement nocturne d'Angström. — L'actinomètre à compensation électrique construit par Angström pour la mesure du rayonnement nocturne (n° 25), A (*fig.* 41), a été surmonté d'un récipient cylindrique B, noirci intérieurement, poli à l'extérieur, et percé d'une étroite

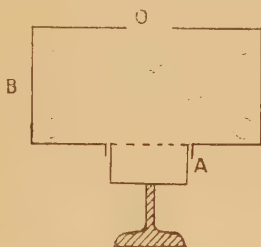


Fig. 41.

ouverture O, par laquelle ne peuvent s'échanger que des flux sensiblement normaux aux bandes de l'actinomètre.

Par temps clair, le galvanomètre mis en circuit avec les couples thermo-électriques qui permettent de comparer les températures des bandes noires et des bandes brillantes indique une déviation de même sens et du même ordre de grandeur que les déviations nocturnes; le courant compensateur qui ramène au zéro le galvanomètre a également une intensité voisine du courant compensateur nocturne. Par temps couvert, les déviations du galvanomètre sont de sens contraire et accusent l'absorption d'un excès de chaleur par les bandes noires.

*Une plaque de sel gemme disposée sur l'ouverture O ne modifie pas les phénomènes observés. Une lame de verre, qui arrête les radiations de grandes longueurs d'onde et ne livre passage qu'aux radiations visibles diffusées par le Ciel, renverse, par temps clair, le sens des déviations galvanométriques, en sorte que l'appareil accuse une absorption de chaleur par les bandes noires;

par temps couvert, l'interposition de la lame de verre a pour effet d'augmenter la déviation du galvanomètre (qui s'effectue alors, comme nous l'avons dit, en sens inverse des déviations par temps clair).

TABLEAU XXVI.

Dates.	Heures.	D.	d.	i.	Remarques.
	^h ^m				
27 avril 1914.	7. 0	-4,0	-6	»	Ciel couvert.
»	7.50	+3,0	»	36,0	Découvert au zénith; quelques nuages vers l'horizon.
»	20.30	»	»	»	Découvert.
28 avril.....	8. 0	-6,25	-8	»	Ciel couvert.
»	17. 0	+5,0	»	42,0	Le ciel s'est découvert.
»	20.45	»	»	48,75	Quelques nuages.
1 ^{er} mai.....	6.30	+5,0	-1	42,0	Quelques nuages vers l'horizon.
»	14.30	+5,5	-1	45,6	Découvert.
14 mai.....	7.45	»	»	43,5	Beau (une lame de sel gemme n'altère pas la valeur de <i>i</i>).
»	11. 0	»	»	42,0	
22 mai.....	7.15	»	»	37,8	Beau.
»	10.30	»	-2,75	26,25	
»	14.30	»	»	39,0	
3 juin.....	13.35	»	»	40,2	Beau.

Le Tableau XXVI résume quelques-unes des observations qui nous ont permis d'établir les résultats précédents. Nous désignerons : par D les déviations du galvanomètre ⁽¹⁾ affectées du signe + si elles sont du même sens que les déviations nocturnes (rayonnement effectif

(¹) Le galvanomètre est à cadre mobile, on observe les déviations sur une échelle à 50^{cm} du miroir.

dirigé vers le Ciel) et du signe — si elles sont de sens contraire; par d les déviations obtenues en mettant une lame de verre sur l'ouverture O; par i l'intensité en milliampères du courant compensateur envoyé dans les bandes noires pour ramener le galvanomètre au zéro, dans le cas d'un rayonnement dirigé vers le Ciel.

Remarque. — Il ne faudrait pas attacher une trop grande importance aux résultats numériques indiqués dans le Tableau XXVI. La théorie de l'actinomètre à compensation (n° 25) donne comme expression du rayonnement nocturne la formule

$$r = \frac{K i^2}{a - b},$$

dans laquelle a représente le pouvoir absorbant de la lame noire et b celui de la lame brillante, pour des radiations de grandes longueurs d'onde. Pour les radiations lumineuses, à courtes longueurs d'onde, que l'atmosphère diffuse, le pouvoir réflecteur des lames brillantes diminue, leur pouvoir absorbant augmente et prend une valeur supérieure à b .

Si l'on conserve les valeurs de a et de b qui conviennent pour le rayonnement nocturne, la formule donne, pendant le jour, des valeurs trop faibles. Néanmoins, comme la constante a est toujours supérieure à la constante b , les échanges de chaleur ont bien les sens que nous avons indiqués.

43. *Emploi d'une pile thermo-électrique.* — Une pile thermo-électrique sensible suffit pour l'étude du sens et de la valeur relative des échanges de chaleur entre l'Espace et la Terre.

Pile fer-constantan. — Nous avons employé tout d'abord une pile thermo-électrique fer-constantan cons-

tituée par un ruban de sept éléments fer-constantan de 1^{mm} de largeur et de $0^{\text{mm}},1$ d'épaisseur, enroulé sur un cadre très léger, de manière à assurer la libre circulation de l'air dans tous les sens et à éviter les localisations de chaleur aux points d'appui. Cette pile est identique à celle que Crova utilisait pour l'enregistrement de la radiation solaire; la capacité calorifique de ses soudures est très faible. On la fixe à l'intérieur d'un récipient cylindrique noirci intérieurement, poli à l'extérieur, et muni d'une ouverture O permettant le passage de flux sensiblement verticaux (*fig. 42*). Les soudures de parités

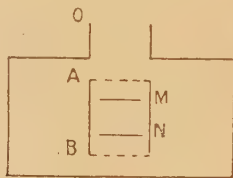


Fig. 42.

différentes A et B sont séparées par deux petits écrans très minces en aluminium M et N, en sorte qu'aucun rayonnement venu de l'extérieur ne peut atteindre les soudures inférieures B et que, réciproquement, les soudures B ne peuvent rayonner vers l'extérieur. Les soudures supérieures A peuvent seules échanger des rayonnements avec l'Espace. Comme les soudures A et B ont une capacité calorifique très faible, leur température atteint très vite un état d'équilibre lorsqu'une des faces de la pile est le siège d'une émission ou d'une absorption de chaleur.

Par temps clair un galvanomètre relié à la pile accuse toujours un refroidissement des soudures A. Une lame de sel gemme disposée sur l'ouverture O ne modifie pas les échanges de chaleur. Avec une lame de verre, qui absorbe les radiations de grandes longueurs d'onde et ne laisse passer que les radiations visibles diffusées par

l'atmosphère, les échanges de chaleur sont inversés; le galvanomètre indique une absorption de chaleur par les soudures A. Par temps couvert, les soudures A reçoivent un excès de rayonnement de l'atmosphère; l'interposition d'une lame de verre augmente ce rayonnement.

Pendant la nuit, le galvanomètre indique toujours un rayonnement effectif des soudures A vers l'atmosphère. L'interposition d'une lame de verre arrête tout échange de chaleur.

Le rayonnement des soudures vers le milieu du jour, lorsque le temps est clair, est toujours légèrement inférieur à leur rayonnement nocturne.

Ces conclusions se dégagent des observations résumées dans le Tableau XXVII où l'on a représenté : par D les déviations du galvanomètre ⁽¹⁾, affectées du signe + quand elles correspondent à une perte de chaleur des soudures A et du signe — quand elles indiquent une absorption calorifique; par d les déviations obtenues après interposition d'une lame de verre. Les valeurs de P indiquées parfois dans la dernière colonne donnent la proportion de lumière polarisée dans le vertical du Soleil et à 90°.

Remarque. — Il résulte des observations rapportées dans le Tableau XXVII que le rayonnement visible d'une portion déterminée du Ciel (rayonnement mesuré par la déviation du galvanomètre après qu'on a disposé une lame de verre au-dessus de la pile) est généralement plus grand par temps couvert que par temps clair. Il faut en chercher la raison dans ce que les nuages, à condition qu'ils ne soient pas assez épais pour intercepter tout le rayonnement solaire, diffusent les rayons du Soleil beaucoup mieux que les molécules d'air ou les particules en suspension (qui sont relativement peu nombreuses par temps clair).

(1) Galvanomètre Hartman et Braun, fournissant une déviation de 1^{mm} sur une échelle à 1^m, pour un courant de $3,5.10^{-8}$ amp.

TABLEAU XXVII.

Dates.	Heures.	D.	d.	Remarques.
13 juin 1914.	^h 9. 0 ^m	+10,1	— 5,5	Quelques nuages.
»	15.15	— 5,5	—16,6	Complètement couvert.
16 juin.....	15. 0	+ 3,0	—16,3	Couvert.
23 juin.....	6.45	+10,4	— 6,6	Nébulosités.
»	13.45	+14,6	— 3,1	Zénith dégagé; nuages vers l'horizon.
»	19. 0	+16,3	— 0,6	Id.
»	20.15	+15,2	0,0	Id.
24 juin.....	8. 0	+12,6	— 2,6	Quelques légers cirrus.
»	11. 0	+ 8,6	— 3,6	Beau.
29 juin.....	7.30	+12,8	— 1,2	Beau, P = 0,50.
»	11. 0	+10,0	— 7,4	Beau.
»	15.45	+11,3	— 3,6	Quelques nuages vers l'horizon.
30 juin.....	7.30	+12,9	— 3,7	Beau.
»	15. 0	+11,8	— 3,5	Id.
»	17.30	+13,5	— 1,2	Id.
»	20.45	+14,4	0,0	Id.
1 ^{er} juillet...	11. 0	+10,3	— 5,6	Quelques nuages.
» ...	14.30	+15,4	— 2,8	Id.
» ...	17.30	+15,3	— 1,0	Id.
3 juillet....	10.30	— 5,9	—13,7	A peu près complètement couvert.
9 juillet....	7.20	+14,0	— 2,2	Beau; quelques légers cirrus.
»	16. 0	+13,2	— 1,8	Beau.
»	21. 0	+12,3	0,0	Beau.
10 juillet...	8. 0	+12,2	— 1,7	Beau, P = 0,64.
» ...	21. 0	+15,1	0,0	
11 juillet...	8. 0	+13,4	— 1,8	Beau, P = 0,64.
12 juillet...	8. 0	+ 7,0	—12,3	Nuageux.
13 juillet...	8. 0	+10,7	— 2,5	Beau, P = 0,54.
» ...	21. 5	+11,3	0,0	
14 juillet...	8. 0	+10,0	— 3,7	Beau, P = 0,53.
» ...	11. 0	+ 2,3	— 9,7	Nombreux nuages.
» ...	20.30	+12,8	0,0	Beau.

Pile de Melloni. — Une pile de Melloni suffit pour mettre en évidence le rayonnement diurne.

Crova a montré que cette pile convient mal pour la mesure de la radiation solaire par suite de sa capacité calorifique élevée qui ne lui permet pas d'atteindre rapidement l'équilibre et de suivre les variations incessantes du rayonnement. Les mêmes inconvénients ne se présentent pas dans l'étude des échanges calorifiques entre une surface noire et l'Espace : 1° parce que les flux à mesurer sont relativement faibles et ne peuvent déterminer que des différences de température peu élevées entre les sondures ; 2° parce que les variations du rayonnement sont peu importantes au cours d'une journée et toujours très lentes.

On dispose la pile verticalement, un groupe de soudures A dirigé vers le zénith (*fig. 43*), l'autre B, vers

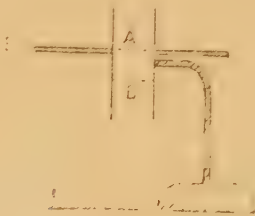


Fig. 43.

une lame brillante de métal, L, à faible pouvoir émissif, de façon que sa température soit celle de l'atmosphère au lieu de l'expérience ; un écran en carton E fixé sur la monture de la pile empêche d'ailleurs la lame de métal placée sous les soudures B de rayonner vers l'atmosphère.

Le Tableau XXVIII résume quelques-unes de nos observations. Il donne :

L'heure H de l'observation ;

La proportion P de lumière polarisée dans le vertical du Soleil et à 90° du Soleil ;

La température t au moment de l'expérience, en degrés centigrades;

La pression de la vapeur d'eau f_0 , en millimètres de mercure;

Les déviations D du galvanomètre considérées comme positives quand elles indiquent un refroidissement des soudures A et comme négatives quand elles correspondent à un échauffement;

Les déviations d obtenues après interposition d'une lame de verre;

Les indications A de l'actinomètre à compensation électrique d'Angström.

Sauf mention contraire dans les *Remarques* groupées à la fin du Tableau, le Ciel était, pendant l'observation, absolument sans nuage.

TABLEAU XXVIII.

Dates.	H.	P.	t .	f_0 .	d .	D.	A.
1913.							
9 août.....	^h 9.30 ^m	0,60	^o 29,7	13,7	»	6,0	»
»	11.10	»	»	»	»	5,4	»
»	14.50	»	»	»	»	5,7	»
»	16.20	0,62	»	»	»	6,9	»
»	20.00	»	23,9	18,2	»	6,4	»
13 septembre.	8.45	»	19,4	»	»	6,2	»
» ..	10.30	»	«	»	»	3,9	»
» ..	11.20	0,57	23,9	6,5	»	5,6	»
» ..	14.20	0,60	23,7	6,4	»	6,8	»
» ..	15.45	»	22,7	6,2	»	7,5	»
» ..	17.10	»	»	»	»	7,6	»
» ..	20.15	»	18,4	9,4	»	7,5	0,143
14 septembre.	5.15	»	»	»	»	5,25	0,095
» ..	5.30	»	»	»	»	4,6	0,089
» ..	9.30	»	»	»	-4,6	4,6	»
» ..	20.25	»	19,4	11,7	»	6,4	0,107 ^(a)

Remarque. — ^(a) Nuages vers l'horizon.

TABLEAU XXVIII (*suite*).

Dates.	H.	P.	<i>t.</i>	<i>f</i> ₀ .	<i>d.</i>	D.	A.
16 septembre.	10.55 ^{h m}	»	27,7 ^o	6,4	—3,9	7,6	»
»	13.50	»	»	»	»	7,0	»
»	20. 0	»	21,7	9,9	»	7,6	0,123
17 septembre.	6. 0	0,59	18,1	»	—0,9	5,3	»
»	9.50	»	»	»	—6,9	2,0	» (b)
7 octobre....	9.45	»	»	»	—3,8	6,0	» (c)
»	14. 0	»	17,8	4,9	»	5,7	» (d)
»	18.35	»	14,8	4,8	»	7,5	0,133
15 octobre...	11. 0	0,56	19,8	7,6	—5,3	4,6	»
19 octobre...	10. 0	0,57	»	»	—4,7	5,7	»
20 octobre...	20.10	»	11,7	6,1	»	7,3	0,127
21 octobre...	5.45	»	»	»	»	6,2	0,114
28 octobre...	9.15	0,67	10,0	3,5	—2,5	7,2	»
»	13.30	0,61	»	»	—3,6	6,5	»
23 novembre.	13.45	»	11,6	6,2	—3,7	4,6	»
»	17.30	»	9,0	6,5	»	5,9	0,104
25 novembre.	13.30	0,62	8,9	3,1	—1,3	6,7	»
»	18.15	»	4,3	3,7	»	7,25	0,132
27 novembre.	13.30	0,69	6,1	1,3	—1,5	8,4	»
»	16.15	»	3,5	1,5	»	9,6	0,151
14 décembre.	8.15	0,71	»	»	»	7,6	» (e)
»	13.15	»	7,0	2,0	—1,7	6,9	» (f)
»	16.45	»	»	»	»	7,9	0,142
»	20.15	»	2,1	»	»	7,5	0,139
15 décembre.	6.30	»	—1,8	»	»	6,7	0,121
»	13. 0	0,71	7,5	2,2	—1,6	6,3	»
»	20. 0	»	»	»	»	5,6	0,099

Remarques. — (b) légers voiles un peu partout; (c) quelques nuages; (d) ciel clair; (e) quelques nuages vers l'horizon; (f) zénith découvert, mais nuages un peu partout.

TABLEAU XXVIII (suite).

Dates.	H.	P.	<i>t.</i>	<i>f</i> ₀ .	<i>d.</i>	D.	A.
1916							
4 janvier....	^h 13.30	^m 0,68	15,6	»	-1,9	7,8	»
»	18.45	»	10,0	10,0	6,2	7,7	0,112
7 janvier....	13.30	»	17,0	7,7	-0,9	7,0	»
»	18.15	»	12,2	7,2	»	7,4	0,130
»	20. 0	»	»	»	»	8,4	0,125
8 janvier....	6.55	»	9,7	3,4	»	7,2	0,135
15 janvier....	6.30	»	»	»	»	7,3	0,133
»	13.15	»	9,5	2,6	»	6,8	»
»	20.15	»	»	»	»	8,1	0,131
16 janvier....	6.15	»	0,0	3,3	»	7,1	0,124
»	11. 0	»	7,5	3,4	»	5,3	»
»	15.50	»	8,3	»	»	7,6	»
»	18. 0	»	4,5	3,9	»	7,0	0,111
17 janvier....	20. 0	»	-1,3	3,7	»	5,2	0,093
22 janvier....	7.15	»	3,0	3,5	»	5,0	» (ε)
»	13.15	0,68	14,2	4,4	»	5,1	»
»	17.45	»	»	»	»	6,0	0,111
»	20.20	»	»	»	»	6,0	0,102
23 janvier....	6.35	»	3,3	4,4	»	5,7	0,093
»	10.15	0,60	9,5	5,5	-3,3	4,2	»
»	15.15	»	13,8	9,1	»	5,8	»
»	18.50	»	7,8	6,3	»	6,1	0,096

Remarque. — (ε) quelques légers cirrus.

Les observations contenues dans le Tableau XXVIII confirment les remarques qui ont été précédemment formulées et font, en outre, apparaître une variation dans les échanges diurnes de chaleur entre l'Espace et une surface noire librement exposée : le rayonnement passe par un minimum vers le milieu du jour. Elles montrent également que, par temps clair, les indications du galvanomètre relié à la pile de Melloni sont sensiblement pro-

portionnelles aux valeurs fournies par l'actinomètre à compensation électrique d'Angström, et pourraient, à la rigueur, être utilisées pour l'évaluation du rayonnement nocturne. Si l'on représente, suivant deux axes de coordonnées, les valeurs de A en fonction de D , les points obtenus se disposent sensiblement suivant une droite et l'on a

$$A = D \times 0,0174.$$

TABLEAU XXIX.

Dates.	H. h m	D.	A (obs.).	A (calc.).
13 septembre 1915...	20.15	7,5	0,143	0,130
14 » ...	5.15	5,25	0,095	0,091
14 » ...	5.30	4,6	0,089	0,080
14 » ...	20.25	6,4	0,107	0,111
16 » ...	20. 0	7,6	0,123	0,132
17 octobre 1915.....	18.35	7,5	0,133	0,130
20 » 20.10		7,3	0,127	0,127
21 » 5.45		6,2	0,114	0,107
23 » 17.30		5,9	0,104	0,102
25 novembre 1915....	18.15	7,25	0,132	0,126
27 » 16.15		9,6	0,151	0,167
14 décembre 1915....	16.45	7,9	0,142	0,137
14 » 20.15		7,5	0,139	0,130
15 » 6.30		6,7	0,121	0,117
15 » 20. 0		5,6	0,099	0,097
4 janvier 1916.....	18.45	7,7	0,112	0,134
7 » 18.15		7,4	0,130	0,129
7 » 20. 0		8,4	0,125	0,146
8 » 6.55		7,2	0,135	0,125
15 » 6.30		7,3	0,133	0,127
15 » 20.15		8,1	0,131	0,141
16 » 6.15		7,1	0,124	0,124
16 » 18. 0		7,0	0,111	0,122
17 » 7. 0		5,2	0,093	0,090
22 » 17.45		6,0	0,111	0,104
22 » 20.20		6,0	0,102	0,104
23 » 6.35		5,7	0,093	0,099
23 » 18.50		6,1	0,096	0,106

Le Tableau XXIX renferme les valeurs expérimentales de D et de A, ainsi que les valeurs de A calculées par cette formule. L'erreur atteint rarement 10 pour 100. Nos observations avaient d'ailleurs uniquement pour but l'étude qualitative du rayonnement et l'on pourrait sans doute, par quelques précautions spéciales, accroître la précision des mesures faites au moyen de la pile de Melloni et du galvanomètre.

44. Emploi d'un dispositif enregistreur. — Nous avons pu enregistrer les variations du rayonnement diurne d'une surface noire vers les portions du ciel voisines du zénith, au moyen d'un dispositif identique à celui utilisé par Crova⁽¹⁾ pour l'étude de la radiation solaire.

Un galvanomètre apériodique, dont le cadre mobile est muni d'une aiguille d'aluminium et d'une plume de Richard, inscrit sur un cylindre animé d'un mouvement de rotation uniforme le courant de la pile thermo-électrique par des pointages se succédant de minute en minute; l'amortissement est réglé de manière que le cadre obéisse sans *retard appréciable*, aux variations du rayonnement à mesurer; un amortissement trop faible pourrait occasionner des oscillations gênantes⁽²⁾.

Les figures 44, 45 et 46 reproduisent quelques courbes obtenues par ce dispositif.

La courbe de la figure 44, du 14 janvier 1916, s'élève à partir de midi, passe par un maximum vers 16^h 30^m un peu après le coucher du Soleil, puis demeure sensiblement horizontale pendant la nuit, avec tendance à décroître.

La courbe de la figure 45 part du 15 janvier vers 14^h, s'élève rapidement, passe par un maximum vers 16^h,

(¹) A. CROVA, *Comptes rendus Acad. Sc.*, t. CXXV, 1897, p. 804.

(²) Une deuxième pile thermo-électrique reliée à un galvanomètre de Hartman et Braun fournit des indications proportionnelles à celles de l'enregistreur.



Fig. 44. — Rayonnement d'une surface noire vers l'atmosphère (14 et 15 janvier 1916).

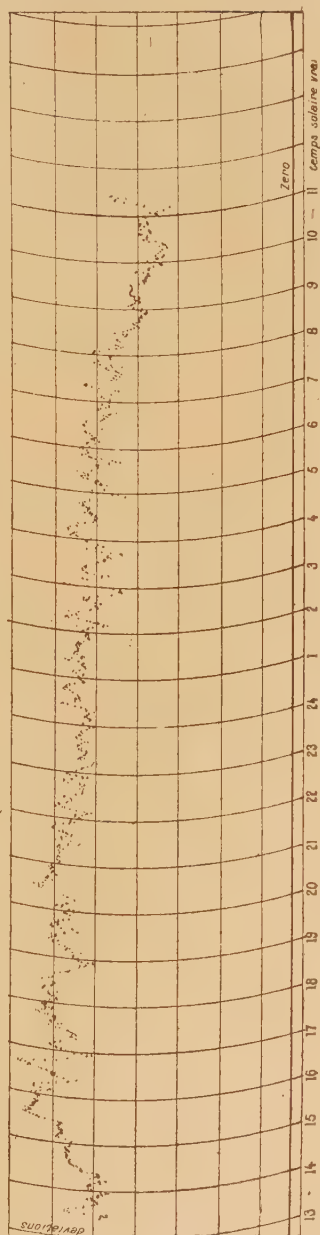


Fig. 45. — Rayonnement d'une surface noire vers l'atmosphère (15 et 16 janvier 1916).

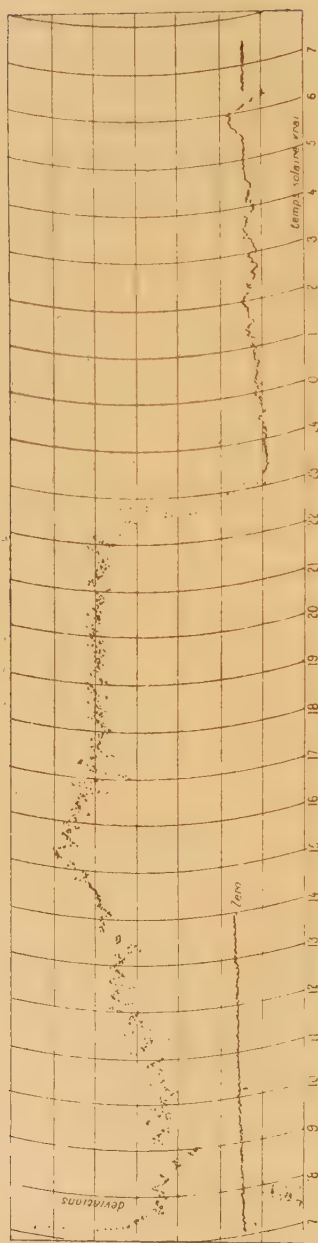


Fig. 46. — Rayonnement d'une surface noire vers l'atmosphère (23 et 24 janvier 1916).

décroît ensuite très lentement pendant la nuit du 15 au 16, puis beaucoup plus vite le 16 après le lever du Soleil.

La courbe de la figure 46, du 23 janvier, présente des caractéristiques semblables (la dépression vers 9^h provient d'un léger voile de l'atmosphère à cet instant). Mais, dans la nuit, entre 22^h et 23^h, le ciel s'étant couvert, la courbe s'abaisse brusquement et traduit ainsi la décroissance très rapide de la radiation nocturne (¹).

Ces courbes et un grand nombre d'autres que nous avons obtenues montrent, d'une manière indiscutable, qu'il n'existe au moment du lever ou du coucher du Soleil, aucune discontinuité dans les échanges de chaleur qui s'établissent, par temps clair, entre une surface noire et les régions de l'atmosphère voisines du zénith. D'une manière générale, les ordonnées décroissent à partir du lever du Soleil, passent par un minimum vers midi, croissent à nouveau, présentent un maximum au moment du coucher du Soleil, après quoi elles décroissent, d'abord brusquement, puis lentement et régulièrement au cours de la nuit (²).

Ces diverses particularités s'expliquent aisément :

1° La décroissance du rayonnement zénithal et le minimum observé vers le milieu du jour proviennent du rayonnement lumineux diffusé par l'atmosphère, rayonnement qui augmente à partir du lever du Soleil et passe

(¹) Le rayonnement s'annule et devient même légèrement négatif par suite de la présence d'un léger brouillard dont la condensation sur la pile chauffe les soudures.

(²) Comme, par temps clair, le rayonnement nocturne vers l'atmosphère entière est proportionnel au rayonnement vers une portion déterminée de l'atmosphère, voisine du zénith, on voit que le dispositif décrit ci-dessus permet l'enregistrement du rayonnement nocturne. Pour avoir des valeurs absolues, il suffit d'étalonner la courbe en un point ou deux au moyen de l'actinomètre à compensation électrique d'Angström.

par un maximum à midi, comme nous le préciserons plus loin (n° 45).

2° L'existence d'un maximum vers le coucher du Soleil peut s'interpréter en tenant compte d'un phénomène signalé par Marc-Auguste Pictet (1778), par Six (1784), par Marcet (1837) et minutieusement étudié par Ch. Martins (1) : l'accroissement nocturne de la température avec la hauteur dans les couches inférieures de l'atmosphère, accroissement qui prend naissance au moment du coucher du Soleil et s'établit lentement. Pendant le jour, au contraire, la décroissance de la température est régulière à partir du sol.

TABLEAU XXX.

Accroissement de la température dans les basses couches de l'atmosphère, par les nuits sereines, d'après Ch. MARTINS (2).

Hauteur au-dessus du sol.	Accroissement	
	total.	par mètre.
De ^m 0,05 à ^m 2.....	⁰ 0,74	⁰ 0,37
De 2 à 4.....	0,57	0,28
De 4 à 6.....	0,45	0,22
De 6 à 26,3.....	2,02	0,10
De 26,3 à 49,4.....	1,48	0,064

L'accroissement nocturne de la température avec la hauteur, dont le Tableau XXX donne la valeur moyenne à Montpellier, augmente le rayonnement de l'atmosphère et, par suite, diminue le rayonnement effectif des corps exposés à l'air libre. L'importance de plus en plus prononcée que prend cet accroissement dans le cours de la

(1) Ch. MARTINS, *Mémoires de l'Académie des Sciences et des Lettres de Montpellier* (Section des Sciences), t. V, 1861-1862, p. 47 et 133).

(2) Ch. MARTINS, *loc. cit.*, p. 60.

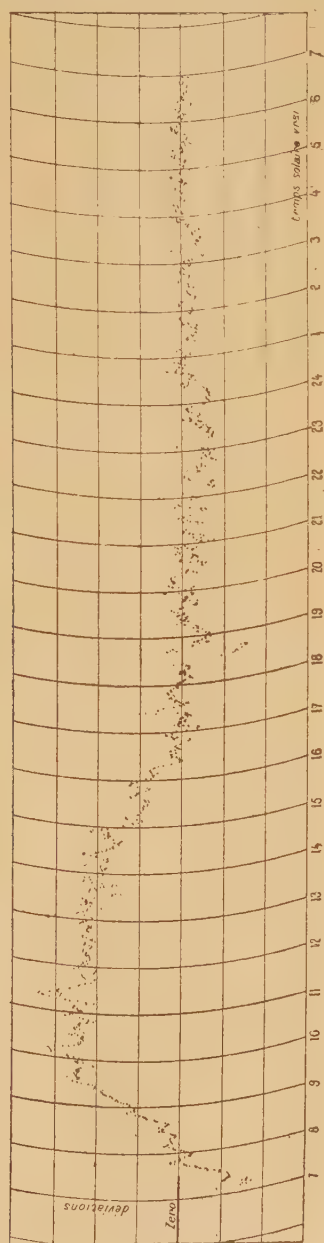


Fig. 47. — Rayonnement lumineux envoyé par les portions du ciel voisines du zénith (25 janvier 1916).

nuit, jointe à la diminution progressive de la température au voisinage du sol rendent compte de la diminution lente du rayonnement nocturne que nos observations ont révélée.

45. Rayonnement lumineux du Ciel. — La courbe de la figure 47 a été obtenue en disposant une lame de verre au-dessus de la pile thermo-électrique de manière à intercepter tous les rayonnements de grande longueur d'onde et à ne laisser arriver sur la pile que les radiations lumineuses, à courte longueur d'onde, diffusées par l'atmosphère ⁽¹⁾ : on enregistre ainsi le rayonnement lumineux du Ciel au voisinage du zénith. On voit que ce rayonnement augmente après le lever du Soleil, passe par un maximum vers le milieu du jour et décroît ensuite. Dans les quelques courbes que nous avons enregistrées, l'ordonnée, vers midi, atteint environ 4^{cm}. Il nous a paru intéressant de signaler qu'on puisse, avec un dispositif assez rudimentaire, inscrire la lumière que nous envoie une très petite portion du Ciel. Il y a là toute une série possible de recherches que nous nous proposons d'entreprendre dès que les circonstances nous le permettront ⁽²⁾.

B. — CONSIDÉRATIONS THÉORIQUES.

46. Évaluation théorique du rayonnement diurne. — Nous allons appliquer la théorie de Lord Rayleigh au

⁽¹⁾ La lame de verre n'est pas au contact de la pile, mais à quelques millimètres au-dessus de la monture, ceci afin de ne pas emprisonner à l'intérieur de la monture une masse d'air dans laquelle s'accumulerait de la chaleur.

⁽²⁾ Signalons dans un ordre d'idées voisin les mesures *photométriques* de l'éclairement produit par le ciel et leur comparaison avec l'intensité calorifique du rayonnement solaire effectuées par Herbert H. KIMBALL (*Monthly Weather Review*, t. XLII, août 1914, p. 474, et décembre 1914, p. 650; *Proceedings of the Illuminating Engineering Society*, 1916).

calcul du rayonnement diffusé par l'atmosphère, pendant le jour, vers 1 cm^2 d'une surface plane horizontale. On déduira aisément de là la perte ou le gain de chaleur dont est le siège 1 cm^2 de surface noire horizontale exposée à l'air libre, mais protégée contre l'action directe des rayons du Soleil.

Soit M (fig. 48) une particule diffusante, de volume ν

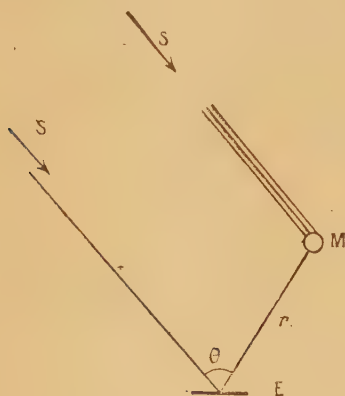


Fig. 48.

frappée par les rayons solaires. Décomposons la vibration incidente, de longueur d'onde λ , en deux composantes : l'une ϖ , dans le plan de la figure ; l'autre ρ , perpendiculaire à ce plan. Le mouvement diffusé qui parvient sur la surface noire horizontale, en E, à la distance r de M, suivant une direction inclinée de θ sur celle des rayons solaires, peut être décomposé en deux vibrations dont les amplitudes ξ et η sont données par

$$(1) \quad \begin{cases} \xi = \varpi \pi \nu \frac{D' - D}{D} \frac{\cos \theta}{r \lambda^2}, \\ \eta = \rho \pi \nu \frac{D' - D}{D} \frac{1}{r \lambda^2}, \end{cases}$$

$\frac{D' - D}{D}$ étant une expression liée aux propriétés réfractives de la molécule M.

L'intensité du mouvement lumineux, provenant de M, qui arrive en E, est donc

$$(2) \quad \xi^2 + \eta^2 = \left(\frac{\pi \nu}{r \lambda^2} \frac{D' - D}{D} \right)^2 (\varpi^2 \cos^2 \theta + \rho^2).$$

Soit à évaluer maintenant la quantité de lumière diffractée qu'envoie au point E une couche horizontale de 1^{cm} d'épaisseur renfermant N particules diffusantes par centimètre cube. Considérons un élément de cette couche, vu du point E sous un angle solide $d\Omega$, et situé à la distance r de E, dans une direction d'incidence β ; son volume est

$$\frac{r^2 d\Omega dz}{\cos \beta}.$$

L'intensité du rayonnement lumineux qu'il envoie en E, suivant la direction ME, a pour expression

$$(3) \quad i_\lambda = \frac{\pi^2}{\lambda^4} N \nu^2 \left(\frac{D' - D}{D} \right)^2 \frac{d\Omega}{\cos \beta} (\varpi^2 \cos^2 \theta + \rho^2) dz;$$

ϖ^2 et ρ^2 sont les intensités des deux vibrations polarisées à angle droit qui constituent le faisceau incident. On peut donc poser

$$\varpi^2 = \rho^2 = \frac{1}{2} S_\lambda,$$

S_λ désignant l'intensité des rayons solaires pour la longueur d'onde λ . D'où

$$(4) \quad i_\lambda = \frac{S_\lambda}{2} \frac{\pi^2}{\lambda^4} N \nu^2 \left(\frac{D' - D}{D} \right)^2 \frac{d\Omega}{\cos \beta} (1 + \cos^2 \theta) dz.$$

1^{cm}² d'une surface noire horizontale située en E absorbera une énergie

$$(5) \quad dQ_\lambda = i_\lambda \cos \beta = \frac{S_\lambda}{2} \frac{\pi^2}{\lambda^4} N \nu^2 \left(\frac{D' - D}{D} \right)^2 (1 + \cos^2 \theta) d\Omega dz.$$

Pour définir exactement la position de l'élément $d\Omega$, désignons par ζ la distance zénithale du Soleil (*fig.* 49)

et par ψ l'azimut du vertical du Soleil par rapport au vertical de EM; on a

$$(6) \quad \cos \theta = \cos \zeta \cos \beta + \sin \zeta \sin \beta \cos \psi.$$

Plaçons-nous dans le cas particulièrement simple où le Soleil serait au zénith ($\zeta = 0$); θ est alors égal à β . D'où

$$(7) \quad dq_\lambda = \frac{S_\lambda}{2} \frac{\pi^2}{\lambda^4} N \nu^2 \left(\frac{D' - D}{D} \right)^2 (1 + \cos^2 \beta) d\Omega dz,$$

ou, en tenant compte de la relation

$$d\Omega = \sin \beta d\beta d\psi,$$

$$(9) \quad dq_\lambda = \frac{S_\lambda}{2} \frac{\pi^2}{\lambda^4} N \nu^2 \left(\frac{D' - D}{D} \right)^2 (1 + \cos^2 \beta) \sin \beta d\beta d\psi dz.$$

Le rayonnement q_λ de l'atmosphère entière pour la lon-

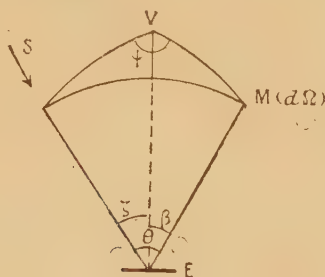


Fig. 49.

gueur d'onde λ s'obtiendra en intégrant l'expression (9) de $z = 0$ à z infini, de $\beta = 0$ à $\beta = \frac{\pi}{2}$, de $\psi = 0$ à $\psi = 2\pi$,

$$(10) \quad q_\lambda = S_\lambda \frac{4}{3} \frac{\pi^3}{\lambda^4} \nu^2 \left(\frac{D' - D}{D} \right)^2 \int_0^\infty N dz.$$

En désignant par H le coefficient de la formule

$$I = I_0 e^{-\frac{H}{\lambda^4}}$$

qui exprime la fraction d'énergie transmise par l'atmosphère, la théorie de Lord Rayleigh donne

$$(11) \quad H = \frac{8}{3} \pi^3 v^2 \left(\frac{D' - D}{D} \right)^2 \int_0^\infty N dz;$$

d'où, finalement,

$$q_\lambda = \frac{S_\lambda}{2} \frac{H}{I_0}.$$

En désignant par t_λ la fraction $\frac{I}{I_0}$ de l'énergie incidente transmise, on voit que $\frac{H}{\lambda^4}$ représente *sensiblement* la fraction $1 - t_\lambda$ de l'énergie incidente qui est absorbée :

$$(12) \quad q_\lambda = \frac{S_\lambda}{2} (1 - t_\lambda);$$

d'où, pour l'ensemble des radiations lumineuses du spectre,

$$(13) \quad q = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} q_\lambda d\lambda = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{S_\lambda}{2} (1 - t_\lambda) d\lambda$$

ou, sensiblement,

$$(14) \quad q = \frac{S}{2} (1 - t),$$

t désignant le coefficient moyen de transmission et S l'intensité totale du rayonnement solaire lumineux. (Dans S ne doivent compter que les rayons susceptibles d'être diffusés et non ceux qui subissent dans l'atmosphère l'absorption sélective.)

La constante solaire est d'environ 2 cal-cm² : min; mais sur ces deux calories la moitié seulement, environ, appartient aux radiations visibles susceptibles d'être diffusées ⁽¹⁾; le reste est dans l'infra-rouge. On peut

(¹) Voir Frank-W. VERY, *Bulletin astronomique*, t. XXX, 1913, p. 5. Nous avons toutefois admis avec Albot et Fowle, contrairement aux indications de Very, que la constante solaire est 2 et non 3 calories.

donc, à la limite extrême de l'atmosphère, prendre $S=1$. Au niveau de la mer, sous les conditions les plus favorables, l'énergie transmise dans le cas du Soleil supposé au zénith, est environ $1^{\text{cal}},400$ sur laquelle $0^{\text{cal}},500$ appartiennent aux radiations visibles ⁽¹⁾. On pourra donc prendre comme valeur moyenne du rayonnement solaire lumineux dans l'atmosphère

$$S = \frac{1 + 0,5}{2} = 0,75.$$

Les déterminations des coefficients de transmission faites par Abbot (Tableau IV, n° 18) fournissent la valeur moyenne (n° 19)

$$t = 0,74,$$

à Washington, au niveau de la mer; d'où, pour l'énergie totale diffusée par le ciel,

$$q = \frac{0,75}{2} \times 0,26 = 0,0975.$$

Si l'on admet que le rayonnement thermique de l'atmosphère conserve sensiblement la même valeur le jour et la nuit, le rayonnement diurne d'une surface noire librement exposée sera égal au rayonnement nocturne diminué de l'énergie lumineuse que diffuse le ciel. Le rayonnement nocturne, par temps clair, peut être considéré comme ayant une valeur moyenne d'environ

$$0,16 \text{ cal-cm}^2 : \text{min.}$$

Le rayonnement effectif, pendant le jour, d'une surface noire, sera donc toujours assez faible; on conçoit même qu'il puisse devenir négatif si l'on songe qu'on n'a pas tenu compte, pour le calcul de q , des rayons solaires que le sol renvoie dans l'atmosphère et qui augmentent l'énergie diffusée par celle-ci.

(1) Franck-W. VERY, *loc. cit.*

On possède d'ailleurs un certain nombre de déterminations d'Abbot et Fowle ⁽¹⁾ qui permettent d'obtenir une valeur du rayonnement envoyé par le ciel, pendant le jour, au mont Whitney, au mont Wilson, à Flint-Island et à Bassour. Le Tableau XXXI donne les valeurs déduites de l'observation et les valeurs calculées d'après l'équation (14).

TABLEAU XXXI.

Stations.	t (°).	q (calc.).	q (obs.).	Δ .
Mont Whitney..	0,900	0,0375	0,127	0,0895
Mont Wilson....	0,858	0,052	0,125	0,073
Flint-Island....	0,740	0,0975	0,358	0,2605
Bassour.....	0,740	0,0975	0,245	0,1475

Le valeurs observées sont très nettement supérieures aux valeurs calculées. C'est qu'en effet, la théorie ne tient pas compte du rayonnement solaire que le sol renvoie dans l'atmosphère par diffusion ou réflexion. La fraction de lumière qui est ainsi renvoyée (*albedo*) est très mal connue. D'après Lord Kelvin elle serait comprise entre 0,3 et 0,7. Adoptons la valeur moyenne 0,5. Pour une intensité calorifique solaire au niveau de la mer de $1^{\text{cal}}, 400$, il y a environ $0^{\text{cal}}, 900$ dans le spectre invisible et $0^{\text{cal}}, 500$ dans le spectre visible. D'où un rayonnement de

$$0,5 \times 0,5 = 0^{\text{cal}}, 250.$$

qui retourne dans l'atmosphère. En admettant qu'aucune partie de ce rayonnement ne traverse l'atmosphère (ce qui paraît peu probable aux altitudes élevées) la moitié, soit $0^{\text{cal}}, 125$, serait diffusée à nouveau vers le sol et

⁽¹⁾ *Annals of the Astrophysical Observatory of the Smithsonian Institution*, t. II, 1908, p. 146-158; et t. III, 1913, p. 141-151.

⁽²⁾ Les valeurs de t pour le mont Whitney et le mont Wilson sont tirées du travail d'Abbot (n° 18); pour Flint-Island et Bassour, stations de faible altitude, on a adopté le nombre relatif à Washington.

comblerait approximativement l'écart entre la théorie et l'observation.

47. Calcul du rayonnement diurne vers une petite portion du Ciel voisine du zénith. — Proposons-nous de calculer le rayonnement, pendant le jour, d'une surface dont les échanges de rayonnement avec l'atmosphère s'opèrent uniquement par des flux verticaux.

On peut admettre, d'après les déterminations d'Anders Angström ⁽¹⁾ et comme une approximation grossière, que le rayonnement de l'atmosphère est le même suivant toutes les directions. Le flux absorbé par une surface noire horizontale est proportionnel au cosinus de l'angle d'incidence. Le rayonnement effectif de cette surface, à travers un angle solide $d\Omega$, d'incidence moyenne β , est alors proportionnel au cosinus de cet angle, et peut être pris égal à

$$(1) \quad dr_{\beta} = a \cos \beta \, d\Omega,$$

a désignant une constante dont il est facile de trouver la valeur connaissant le rayonnement nocturne r suivant l'ensemble des directions au-dessus du plan. On a, en effet,

$$r = \int_0^{\frac{\pi}{2}} a \cos \beta \cdot 2\pi \sin \beta \, d\beta = \pi a,$$

d'où

$$a = \frac{r}{\pi}.$$

Le rayonnement dans un cône d'angle solide $d\Omega$ et d'axe vertical est donc

$$d\rho = a \, d\Omega = \frac{r}{\pi} \, d\Omega \quad (2).$$

⁽¹⁾ Anders ANGSTRÖM, *Astrophysical Journal*, t. XXXIX, 1914, p. 95.

⁽²⁾ En réalité, les mesures d'Anders Angström et la théorie que nous avons exposée au n° 33 montrent que le rayonnement

La formule (5) (n° 46) donne, pour le rayonnement homogène de longueur d'onde λ diffusé par l'atmosphère dans le même cône ($\beta = 0$, d'où $\theta = \zeta$),

$$\begin{aligned} dq_\lambda &= \frac{S_\lambda}{2} \frac{\pi^2}{\lambda^4} v^2 \left(\frac{D' - D}{D} \right)^2 (1 + \cos^2 \zeta) d\Omega \int_0^\infty N dz \\ &= \frac{3}{16} \frac{S_\lambda}{\pi} \frac{H}{\lambda^4} (1 + \cos^2 \zeta) d\Omega, \end{aligned}$$

ou encore

$$dq_\lambda = \frac{3}{16} \frac{S}{\pi} (1 - t_\lambda) (1 + \cos^2 \zeta) d\Omega,$$

et, sensiblement, pour l'ensemble des longueurs d'onde diffusées,

$$(2) \quad dq = \frac{3}{16} \frac{S}{\pi} (1 - t) (1 + \cos^2 \zeta) d\Omega.$$

Le rayonnement diurne de la surface noire librement exposée, dans l'angle $d\Omega$, s'obtient donc en retranchant, du flux (1) qu'elle perd pendant la nuit, le flux diffusé (2) provenant de l'atmosphère :

$$dy = \frac{r - \frac{3}{16} S(1 - t)(1 + \cos^2 \zeta)}{\pi} d\Omega.$$

Au niveau de la mer, adoptons les valeurs vraisemblables suivantes :

$$S = 0,75;$$

$$r = 0,16;$$

$$1 - t = 0,26;$$

effectif dr_β d'une surface noire horizontale, à travers un angle solide $d\Omega$ de distance zénithale moyenne β , n'est pas exactement proportionnel à $\cos \beta$, et est représenté par une fonction plus complexe, en sorte que le rayonnement vers le zénith n'est pas exactement donné par l'expression $d\rho = \frac{r}{\pi} d\Omega$. Néanmoins, le calcul numérique de $d\rho$ à partir des observations d'Angström fournit des valeurs assez voisines de celles qu'indique la formule. Il nous a donc paru possible, en première approximation, de conserver cette formule qui est d'une application aisée.

d'où

$$dy = \frac{0,16 - 0,036(1 + \cos^2 \zeta)}{\pi} d\Omega.$$

Voici les valeurs approximatives du terme soustractif,

$$d = 0,036(1 + \cos^2 \zeta),$$

à Montpellier, à midi, vers les milieux des mois suivants :

	$\cos \zeta.$	$d.$
Janvier.....	0,44	0,04
Mars.....	0,70	0,05
Mai.....	0,91	0,065
Juillet.....	0,91	0,065
Septembre.....	0,76	0,055
Novembre.....	0,46	0,04

D'après la formule précédente, le rayonnement diurne, à midi, d'une surface noire dans une direction voisine du zénith, oscillerait entre les $\frac{3}{5}$ et les $\frac{3}{4}$ du rayonnement nocturne vers la même direction. Ces prévisions s'accordent avec les quelques observations que nous avons pu faire (*voir* le Tableau XXVIII).

CHAPITRE V.

Sur le rayonnement thermique de l'atmosphère et l'existence de la couche isotherme.

48. **Considérations générales.** — Quand on s'élève dans l'atmosphère on sait que la température baisse assez rapidement, soit d'environ $0^{\circ},5$ par 100^m dans les couches inférieures. L'explication de ce phénomène a été rattachée depuis longtemps à la détente des gaz : puisque la pression diminue à mesure qu'on s'élève, toute masse d'air entraînée vers le haut par des courants de convection se détend, et, par suite, se refroidit; toute masse entraînée vers le bas s'échauffe.

Si l'on suppose que ces condensations et ces détentees soient adiabatiques, le calcul, particulièrement simple pour une atmosphère sèche et parfaitement calme, montre que la température θ_0 d'une masse de gaz passant d'une pression p_0 à une pression p doit prendre une valeur θ fournie par l'équation (1)

$$\frac{\theta}{\theta_0} = \left(\frac{p}{p_0}\right)^{0,285}.$$

Cette loi assigne à la rapidité de la décroissance avec la hauteur une limite qui ne peut être dépassée sans que l'atmosphère cesse d'être en équilibre (2). Supposons, en effet, qu'à un moment donné la température décroisse plus rapidement que ne l'indique la loi de détente : une masse d'air, emportée du sol à une certaine hauteur sans avoir eu le temps de recevoir de la chaleur de l'extérieur ni d'en céder, arrivera à ce niveau plus chaude que l'air qui s'y trouve déjà; elle sera plus légère et devra continuer à monter. L'équilibre primitif était instable, puisque le mouvement, une fois commencé tend à continuer de lui-même. Si, au contraire, la décroissance réelle de la température est plus lente que celle qu'indique la loi de détente, l'air, entraîné vers le haut, y arrivera plus froid que les couches environnantes; il tendra à retomber et l'équilibre sera stable (3).

C'est là une première condition. Mais il en est une autre, signalée par M. Bouty (4), que l'on a moins étu-

(1) Voir en particulier ÉM. SCHWÆRER, *Ann. de Chim. et de Phys.* 8^e série, t. XXI, 1910, p. 433.

(2) ANGOT, *Traité élémentaire de Météorologie*, p. 48. Paris, 1899.

(3) En réalité la loi de décroissance adiabatique est loin d'être rigoureusement suivie. Elle ne peut être considérée que comme une première approximation dans laquelle on ne tient pas compte des possibilités de condensation de la vapeur d'eau (voir SCHWÆRER, *loc. cit.*).

(4) E. BOUTY, *Journ. de Phys.*, 5^e série, t. IV, 1914, p. 16 (en note).

diée ⁽¹⁾ et sur laquelle nous désirons appeler l'attention :

Nous avons vu que l'atmosphère n'est pas absolument transparente aux radiations; elle a un pouvoir absorbant, et, par suite, un pouvoir émissif, variables avec l'altitude et avec la proportion de vapeur d'eau et des autres gaz absorbants. Chaque élément de volume absorbe une certaine fraction des rayonnements venus de la Terre, du Soleil et du reste de l'atmosphère. Il rayonne, d'autre part, une quantité d'énergie qu'on peut calculer connaissant son pouvoir absorbant et sa température. Si l'atmosphère est en équilibre cette température doit être telle qu'il y ait égalité entre l'énergie absorbée et l'énergie émise.

Or, si l'on suppose que la décroissance de la température soit celle qu'indique la loi de détente, nous montrons, par un calcul assez simple, que l'égalité entre l'absorption et l'émission ne peut avoir lieu que jusqu'à une certaine altitude H . Pour des altitudes supérieures, l'absorption serait plus grande que l'émission, et l'équilibre impossible.

Le rayonnement des couches supérieures doit être supérieur à ce qu'il serait si la décroissance de la température était celle indiquée par la loi de détente. C'est ce qui arrive, *en particulier*, si, à partir du niveau H , la température demeure constante. Le calcul montre alors qu'en tous les points de l'atmosphère, le rayonnement peut balancer l'absorption.

Les deux conditions théoriques de l'équilibre de l'atmosphère seront donc satisfaites si la température décroît suivant la loi adiabatique jusqu'à une certaine altitude H , puis demeure constante.

(¹) Il importe cependant de citer un travail très étendu sur le même sujet de GOLD, *Proceedings of the Royal Society*, London, série A, t. LXXXII, 1909, p. 43.

On obtient ainsi l'interprétation des résultats fournis par les recherches de ces dernières années sur la constitution de la haute atmosphère : on sait qu'après une chute, à peu près uniforme, de 6° environ par kilomètre, la température atteint une valeur qui demeure ensuite, pendant très longtemps, sensiblement constante. L'existence de cette *couche isotherme*, établie par l'observation sous toutes les latitudes ⁽¹⁾, apparaît alors comme une conséquence du pouvoir absorbant de l'atmosphère.

Les données nécessaires au calcul sont indiquées au n° 29. Rappelons les relations

$$\begin{aligned} p &= p_0 e^{-kz} & \text{avec} & & k &= 1,23 \cdot 10^{-6} \\ f &= f_0 e^{-Kz} & \text{avec} & & K &= 3,5 \cdot 10^{-6}, \end{aligned}$$

qui expriment la décroissance de la pression atmosphérique et de la pression de la vapeur d'eau en fonction de l'altitude.

La décroissance de la température donnée par la loi adiabatique peut être exprimée par

$$\frac{\theta}{\theta_0} = \left(\frac{p}{p_0} \right)^{0,285},$$

d'où l'on tire aisément

$$\frac{\theta}{\theta_0} = \left(\frac{f}{f_0} \right)^{0,285 \frac{K}{k}} = \left(\frac{f}{f_0} \right)^{0,1}.$$

Dans toutes les expressions relatives au rayonnement thermique, la température entre par sa quatrième puissance; d'où

$$\frac{\theta^4}{\theta_0^4} = \left(\frac{f}{f_0} \right)^{0,4}.$$

49. Considérations théoriques sur l'existence de la couche isotherme. — A une certaine altitude H_1 , que

⁽¹⁾ TEISSERENC DE BORT, *Comptes rendus Ac. Sc.*, t. CXLVIII, 1909, p. 591.

nous pouvons caractériser par la valeur f_1 que possède la pression de la vapeur d'eau, provient de l'énergie : 1° des tranches situées au-dessus (A); 2° des tranches situées au-dessous (B); 3° de la Terre (T); 4° du Soleil.

Un calcul complet de ces diverses grandeurs devrait porter sur l'ensemble des directions qui aboutissent à un point déterminé. On peut, dans une première approximation, envisager uniquement les flux verticaux : ce sont eux qui sont prépondérants.

Calcul de A. — Une tranche d'épaisseur dz , à l'altitude z , émet vers le bas

$$I_z = -\sigma\theta_0^4 af dz;$$

d'où, en tenant compte des relations

$$\sigma\theta_0^4 = \sigma\theta_0^4 \left(\frac{f}{f_0}\right)^{0,4} \quad \text{et} \quad f = f_0 e^{-Kz},$$

on tire

$$I_z = \sigma\theta_0^4 \frac{a}{K} \left(\frac{f}{f_0}\right)^{0,4} df.$$

D'ailleurs, il ne parvient à l'altitude H , qu'une fraction de ce flux égale à $e^{-\frac{a}{K}(f_1-f)}$ et l'on a

$$(1) \quad A = \sigma\theta_0^4 \left(\frac{K}{af_0}\right)^{0,4} e^{-\frac{a}{K}f_1} \int_0^{\frac{a}{K}f_1} \left(\frac{a}{K}f\right)^{0,4} e^{\frac{a}{K}f} d\left(\frac{a}{K}f\right).$$

Calcul de B. — On obtient de même pour B

$$(2) \quad B = \sigma\theta_0^4 \left(\frac{K}{af_0}\right)^{0,4} e^{\frac{a}{K}f_1} \int_{\frac{a}{K}f_1}^{\frac{a}{K}f_0} \left(\frac{a}{K}f\right)^{0,4} e^{-\frac{a}{K}f} d\left(\frac{a}{K}f\right).$$

Les intégrales A et B peuvent être calculées numériquement pour des valeurs déterminées de f_0 : en faisant

varier $\frac{a}{K}f$ de $\frac{5}{100}$ en $\frac{5}{100}$, par exemple, on obtiendra des valeurs suffisamment approchées de A et de B.

Calcul de T. — En admettant que la température du sol soit celle de l'air immédiatement en contact avec lui, on a

$$(3) \quad T = \sigma \theta_0^4 e^{-\frac{a}{K}(f_0 - f_1)}.$$

Dans tous les calculs qui vont suivre nous ferons abstraction du terme $\sigma \theta_0^4$ qui entre dans toutes les expressions et qu'il sera facile de rétablir à la fin.

50. Prenons d'abord $f_0 = 4^{\text{mm}}$, valeur acceptable de la pression de la vapeur d'eau dans un climat sec et qui donne $\frac{af_0}{K} = 2$.

a: Considérons une couche d'air s'étendant du sol à l'altitude pour laquelle la pression de la vapeur d'eau est $\frac{f_0}{4}$. Les rayonnements qui parviennent à la tranche sont

$$A = \left(\frac{K}{af_0}\right)^{0,4} e^{-0,5} \int_0^{0,5} \left(\frac{a}{K}f\right)^{0,4} e^{\frac{a}{K}f} d\left(\frac{a}{K}f\right) = 0,166,$$

$$B = 0,$$

$$T = 1.$$

La tranche absorbe de ces divers rayonnements une fraction égale à $1 - e^{-1,5}$, soit 0,777. L'énergie absorbée est donc

$$\alpha = 0,777 \times 1,166 = 0,909.$$

L'émission de la tranche vers le bas est

$$\epsilon_1 = \left(\frac{K}{af_0}\right)^{0,4} e^{-2} \int_{0,5}^2 \left(\frac{a}{K}f\right)^{0,4} e^{\frac{a}{K}f} d\left(\frac{a}{K}f\right) = 0,676,$$

et vers le haut

$$\varepsilon_2 = \left(\frac{K}{af_0}\right)^{0,4} e^{0,5} \int_{0,5}^2 \left(\frac{a}{K} f\right)^{0,4} e^{-\frac{a}{K} f} d\left(\frac{a}{K} f\right) = 0,562,$$

d'où, pour l'émission totale,

$$\varepsilon = \varepsilon_1 + \varepsilon_2 = 1,238.$$

Le déficit entre l'émission et l'absorption peut être comblé par l'absorption du rayonnement solaire et l'équilibre est possible.

b. Faisons un calcul analogue pour la couche extrême qui part des régions où la pression est nulle et s'étend jusqu'à l'altitude H_1 où la pression de la vapeur d'eau est $f_1 = 0,025f_0$, de sorte que $\frac{a}{K} f_1$ est égal à 0,05.

En utilisant les formules établies ci-dessus, on obtient

$$A = 0;$$

$$B = 0,758 \times 0,643 \times 1,05 = 0,510;$$

$$T = 0,142.$$

La couche absorbe de ces divers rayonnements une fraction égale à $1 - e^{-0,05}$, soit 0,049; d'où

$$\alpha = 0,652 \times 0,049 = 0,033.$$

Dans le cas où la température suit la loi adiabatique, elle décroît de la tranche f_1 à la tranche 0, et l'on peut considérer que la température moyenne de la couche correspond à la valeur moyenne $\frac{1}{2} f_1$. Comme l'émission se produit aussi bien vers le haut que vers le bas on a, pour l'émission totale,

$$\varepsilon = 2 \left(\frac{f_1}{2f_0}\right)^{0,4} (1 - e^{-0,05}) = 2 \times 0,173 \times 0,049 = 0,017.$$

L'émission est de beaucoup inférieure à l'absorption,

même en ne tenant pas compte du rayonnement solaire qui augmente l'énergie absorbée, et l'équilibre impossible.

Supposons que la température demeure constante dans toute la couche en conservant la valeur qui correspond à l'altitude H_1 et, par suite, à la tension f_1 . On aurait alors

$$\varepsilon = 2 \left(\frac{f_1}{f_0} \right)^{0,3} (1 - e^{-0,05}) = 2 \times 0,229 \times 0,049 = 0,024.$$

L'émission, quoique supérieure à la précédente, est encore inférieure à l'absorption.

c. Considérons la couche qui s'étend de la limite extrême de l'atmosphère à l'altitude H_2 où la pression est $f_2 = 0,05 f_0$, de telle sorte que $\frac{a}{K} f_2$ soit égal à 0,10.

On a

$$A = 0,$$

$$B = 0,758 \times 0,627 \times 1,10 = 0,522,$$

$$T = 0,150.$$

La fraction absorbée de ces rayonnements est $1 - e^{-0,10}$, soit 0,095; d'où

$$\alpha = 0,672 \times 0,095 = 0,064.$$

Calculons l'émission dans le cas où la température suit la loi adiabatique. On peut diviser la couche considérée en deux tranches, dont l'une s'étend de $f = 0$ à $f = 0,025 f_0$ et l'autre de $f = 0,025 f_0$ à $0,05 f_0$. Désignons par ε_1 et ε_2 les deux émissions correspondantes.

La première tranche émet : ε_1 vers le haut, qui est définitivement perdu par la couche; ε_1 vers le bas dont la couche ne perd ⁽¹⁾ que $\varepsilon_1 e^{-0,05}$.

La deuxième tranche émet : ε_2 vers le haut, dont la couche ne perd que $\varepsilon_2 e^{-0,05}$; ε_2 vers le bas, qui est définitivement perdu par la couche.

(1) A cause de l'absorption dans la deuxième tranche.

L'émission totale est donc

$$\varepsilon = (\varepsilon_1 + \varepsilon_2) (1 + e^{-0,05}).$$

Pour le calcul de ε_1 et de ε_2 on supposera que la température moyenne de la tranche soit celle qui correspond à la valeur moyenne de la pression, c'est-à-dire, respectivement, $\frac{f_1}{2}$ et $\frac{f_1 + f_2}{2}$. D'où, pour l'émission,

$$\varepsilon = (0,173 + 0,269) \times 1,95 \times 0,049 = 0,043,$$

valeur inférieure à l'absorption.

Si l'altitude demeurerait constante à partir de l'altitude H_2 , on aurait

$$\varepsilon' = 2 \times 0,317 \times 0,095 = 0,060.$$

L'émission serait cette fois très voisine de l'absorption.

d. Considérons la tranche qui s'étend des points extrêmes où la pression de la vapeur d'eau est nulle, à l'altitude H_3 où la pression est $f_3 = 0,075 f_0$, de telle sorte que $\frac{\alpha}{K} f_3$ soit égal à 0,15.

On a

$$A = 0,$$

$$B = 0,758 \times 0,608 \times 1,15 = 0,530,$$

$$T = 0,157.$$

La fraction absorbée de ces rayonnements est $1 - e^{-0,15}$, soit sensiblement 0,15; d'où

$$\alpha = 0,687 \times 0,15 = 0,103.$$

En désignant par ε_1 , ε_2 , ε_3 , les émissions (dans l'hypothèse de la loi adiabatique) des tranches $(0, f_1)$, (f_1, f_2) , (f_2, f_3) , il est facile de voir que l'émission totale est

$$\varepsilon = (\varepsilon_1 + \varepsilon_3) (1 + e^{-0,10}) + 2\varepsilon_2 e^{-0,05};$$

d'où

$$\varepsilon = (0,441 \times 1,905 + 0,538 \times 0,951) \times 0,049 = 0,067.$$

L'émission est toujours très inférieure à l'absorption.

B.

Si la température demeure constante à partir de l'altitude H_3 , l'émission devient

$$\varepsilon' = 2 \times 0,355 \times 0,15 = 0,107;$$

elle surpasse l'absorption. Le surplus peut être fourni par l'absorption du rayonnement solaire dont nous n'avons pas tenu compte et l'équilibre est alors possible.

Les calculs précédents montrent donc que la condition d'équilibre de l'atmosphère relative à l'absorption sera vérifiée, dans le cas où la pression de la vapeur d'eau au voisinage du sol est de 4^{mm} , si l'on suppose qu'après avoir diminué jusqu'à une altitude comprise entre H_2 et H_3 en suivant la loi adiabatique, la température demeure ensuite stationnaire.

Supposons la température constante à partir de l'altitude H_2 où la pression est $f_2 = 0,05 f_0$. Les formules

$$f_2 = f_0 e^{-kz}, \quad \text{et} \quad \left(\frac{\theta_2}{\theta_0} \right) = \left(\frac{f_2}{f_0} \right)^{0,10}$$

nous donnent

$$\begin{aligned} z_2 &= 8600^{\text{m}}, \\ \theta_2 &= 0,74 \theta_0. \end{aligned}$$

Ces nombres sont bien de l'ordre de grandeur de ceux qui mesurent l'altitude et la température de la couche isotherme ⁽¹⁾.

51. D'ailleurs l'existence de la couche isotherme n'est pas liée à la valeur particulière $f_0 = 4^{\text{mm}}$ que nous avons choisie.

Supposons maintenant $f_0 = 6$, ce qui donne $\frac{\alpha}{K} f_0 = 3$.

a. Pour une tranche allant des points extrêmes où la pression est nulle à l'altitude H'_1 pour laquelle la pression de la vapeur d'eau est $f'_1 = \frac{0,05}{3} f_0$, ce qui donne $\frac{\alpha}{K} f'_1 = 0,05$,

(1) TEISSERENC DE BORT, *loc. cit.*

on calcule que l'absorption est

$$\alpha = 0,033;$$

l'émission, en supposant que la température décroisse suivant une loi adiabatique, serait

$$\varepsilon = 0,0147;$$

en supposant la couche isotherme, l'émission serait

$$\varepsilon' = 0,0194.$$

b. Pour la couche qui va des points extrêmes à l'altitude H'_1 caractérisée par $f'_1 = \frac{0,10}{3} f_0$, soit $\frac{a}{K} f'_1 = 0,10$, on obtient

$$\alpha = 0,065;$$

$$\varepsilon = 0,036;$$

$$\varepsilon' = 0,049.$$

c. Pour la couche allant jusqu'en H'_3 , caractérisée par $f'_3 = \frac{0,15}{3} f_0$, soit $\frac{a}{K} f'_3 = 0,15$, on a

$$\alpha = 0,105;$$

$$\varepsilon' = 0,091;$$

l'écart diminue.

Pour la couche allant jusqu'en H'_4 , caractérisée par $f'_4 = \frac{0,20}{3} f_0$, soit $\frac{a}{K} f'_4 = 0,20$:

$$\alpha = 0,130;$$

$$\varepsilon' = 0,122.$$

L'égalité a lieu peu après, pour une valeur de f comprise entre $\frac{0,20}{3} f_0$ et $\frac{0,25}{3} f_0$.

Il en résulte, pour l'altitude et la température de la couche isotherme, des valeurs voisines de celles obtenues plus haut.

52. La formule (1) donnant l'expression de A permet

de calculer le rayonnement total de l'atmosphère vers un point du sol. Il suffit de prendre l'intégrale de 0 à la valeur $\frac{\alpha}{K} f_0$.

Pour $f_0 = 4$, on obtient ainsi

$$A = 0,758 \times 0,135 \times 6,926 \sigma \theta_0^4 = 0,709 \sigma \theta_0^4.$$

Cela signifie que le flux parvenant sur l'unité de surface, dans un cône élémentaire d'ouverture $d\Omega$, normal à la surface, a pour expression

$$0,709 \sigma \theta_0^4 d\Omega.$$

Le calcul des flux arrivant sous diverses incidences serait très pénible par la méthode qui a été indiquée. On ne commettra pas une bien grande erreur en supposant les flux constants sous les diverses incidences, en sorte que les flux absorbés suivent la loi du cosinus, ce qui donne pour le rayonnement total absorbé par la surface noire horizontale, suivant l'ensemble des directions comprises au-dessus de son plan,

$$q = 0,709 \pi \sigma \theta_0^4.$$

La surface réceptrice émet elle-même $\pi \sigma \theta_0^4$. La perte définitive, qui mesure l'intensité du rayonnement nocturne, est donc

$$r = 0,291 \cdot \pi \sigma \theta_0^4.$$

Supposons

$$\theta_0 = 273 + 20 = 293^\circ \text{ abs};$$

préons pour $\pi \sigma$ la valeur de Kurlbaum,

$$\pi \sigma = 7,68 \cdot 10^{-11} \text{ cal-min} : \text{cm}^2;$$

on obtient ainsi

$$r = 0,165 \text{ cal.-gr. par minute et centimètre carré.}$$

Ce résultat s'accorde assez bien avec les valeurs observées

par Anders Angström et par nous pour des pressions de la vapeur d'eau voisines de 4^{mm} .

On pourrait faire varier f_0 et calculer les valeurs correspondantes du rayonnement nocturne. Le calcul serait pénible à cause des intégrales qu'il faudrait calculer numériquement par des méthodes approchées. Les diverses méthodes que nous avons indiquées au Chapitre III sont évidemment bien préférables.

RÉSUMÉ ET CONCLUSIONS.

53. L'influence qu'exerce l'atmosphère sur l'état thermique de notre globe peut être schématisée d'une manière très simple. Pendant le jour, l'atmosphère tamise le rayonnement solaire et en arrête une grande partie. La nuit, elle modère le refroidissement de la surface terrestre. Ces deux actions contribuent à atténuer l'amplitude des variations diurnes de la température.

Nous nous sommes proposé d'étudier, dans cette Thèse, quels sont les facteurs dont dépendent les propriétés régulatrices de l'atmosphère, et de préciser, à ce point de vue, le rôle de la vapeur d'eau et celui des poussières en suspension.

Vapeur d'eau et poussières, agissant respectivement par absorption sélective et par diffusion, influent sur le pouvoir absorbant de l'atmosphère pour le rayonnement solaire, mais l'influence prépondérante appartient aux poussières dont les observations polarimétriques nous permettent d'apprécier l'importance. Sur le rayonnement nocturne, l'action de ces poussières est insignifiante : de longues séries d'observations simultanées du rayonnement nocturne et de la proportion de lumière polarisée contenue dans la lumière diffusée par le ciel, un peu avant le coucher et un peu après le lever du Soleil, n'ont fait apparaître

aucune relation entre les deux ordres de phénomènes et nous n'avons pas cru devoir rapporter dans nos Tableaux les valeurs de la polarisation, car elles nous ont paru sans intérêt; par contre, nos observations ont mis en évidence l'influence atténuante très nette de la vapeur d'eau sur le rayonnement nocturne.

Voici le détail des principaux de nos résultats :

1° Une longue série de mesures actinométriques, hygrométriques et polarimétriques (5 à 10) nous a permis de comparer :

a. Les intensités calorifiques reçues aux différentes heures pour des journées voisines;

b. Les intensités calorifiques, pour des épaisseurs atmosphériques traversées égales, à diverses époques de l'année;

c. Les intensités reçues, pour des années différentes, aux diverses heures de journées correspondant au même mois et à des quantités voisines.

Dans tous les cas, à moins que les états hygrométriques soient trop différents, les quantités de chaleur reçues à la surface du sol, pour des épaisseurs atmosphériques traversées égales ou voisines, varient dans le même sens que les valeurs de la polarisation.

2° Des variations analogues s'observent dans les milieux troubles constitués par des particules en suspension dans un liquide (11 à 17). Lorsque les modifications qui surviennent dans un milieu trouble portent sur des particules qui ont des dimensions notables vis-à-vis des longueurs d'onde, une augmentation du nombre de ces particules ou de leur grosseur entraîne une diminution parallèle de l'intensité transmise et de la polarisation. Si les modifications portent sur des particules de faibles dimensions vis-à-vis des longueurs d'onde, la conclusion précédente ne subsiste pas.

3° Les modifications dont l'atmosphère est le siège et que traduisent les variations de la polarisation et du pouvoir absorbant portent donc sur des particules dont les dimensions sont au moins de l'ordre des longueurs d'onde. Outre les molécules gazeuses dont le rôle dans la diffusion a été précisé par Lord Rayleigh, il faut envisager l'existence des poussières qui, suivant l'expression imagée de Crova ⁽¹⁾, contribuent à former la *vase atmosphérique* dans laquelle nous vivons, surtout aux faibles altitudes. Les résultats de la théorie relativement au nombre et à la grosseur de ces particules en suspension (18 à 21) ne sont pas en désaccord avec ceux qu'ont fourni les recherches expérimentales d'Aitken, de Langevin de Chauveau, d'Henriet, etc. Les variations notables du pouvoir absorbant de notre atmosphère, variations que révèlent des polarisations différentes, peuvent s'expliquer en admettant : pour un volume invariable des particules, que leur nombre augmente du dixième de sa valeur, ou pour un nombre constant de particules, que le rayon de chacune d'elles s'accroît de $\frac{1}{60}$.

4° De bonnes courbes horaires des calories relatives à des journées diverses conduisent à des valeurs très différentes de la constante solaire suivant les polarisations atmosphériques qui leur correspondent. On s'explique ainsi les discordances entre les résultats obtenus par les observateurs même très exercés qui ont abordé le problème de la détermination de la constante solaire au moyen des seules méthodes pyrhéliométriques.

5° De nombreuses mesures du rayonnement nocturne aux diverses heures de la nuit, pendant un grand nombre de nuits appartenant à tous les mois de l'année, nous ont permis d'indiquer l'allure générale du rayonnement au

(1) A. CROVA, *La constante solaire (Rapports présentés au Congrès international de Physique réuni à Paris en 1900, t. III, p. 463)*.

cours d'une nuit sans nuage : le rayonnement, qui apparaît bien avant le coucher du Soleil, passe par un maximum vers ce moment, puis décroît lentement et régulièrement jusqu'au matin (27). Ce résultat a été confirmé par l'inscription graphique du rayonnement qu'une surface noire exposée à l'air libre envoie vers les régions voisines du zénith (44).

6° Nous avons insisté sur l'interprétation, à notre avis incorrecte, qu'on donne généralement du rayonnement nocturne. Le rôle protecteur de l'atmosphère, au point de vue du refroidissement de la surface terrestre, ne tient pas à ce qu'elle intercepte en partie le rayonnement du sol, mais à ce qu'elle émet un rayonnement compensateur. L'intensité du rayonnement nocturne peut donc être considérée comme la différence entre l'émission thermique Q de la surface rayonnante et la quantité de chaleur q que cette surface reçoit de l'atmosphère. Nous avons pu, en utilisant un petit nombre de données physiques et météorologiques (29 à 34), établir des formules qui fournissent une valeur approchée du rayonnement nocturne et permettent de rendre compte de ses variations. La concordance approchée entre les résultats du calcul et l'observation peut paraître satisfaisante, étant donnée la complexité du phénomène étudié et le peu de précision des coefficients qui expriment : 1° l'absorption des radiations de grande longueur d'onde par la vapeur d'eau ; 2° la décroissance en fonction de l'altitude de la pression de la vapeur d'eau présente dans l'atmosphère.

7° Nous avons abordé l'étude des échanges qui se produisent, pendant le jour, entre le ciel et une surface noire exposée à l'air libre, mais abritée des rayons solaires directs (37 à 45). Nous nous sommes limité au cas où la portion active du ciel se réduit à une zone restreinte voisine du zénith. Dans ces conditions le sens des échanges est parfaitement défini : par temps clair, il y a toujours

un excès de rayonnement dirigé de la surface noire vers le ciel, même pendant les plus chaudes journées d'été; l'apparition de nuages augmente le pouvoir diffusif de l'atmosphère et inverse souvent le sens du rayonnement effectif. Ces résultats sont en accord avec les indications de la théorie relativement à l'énergie diffusée par l'atmosphère.

8° Nous montrons enfin, dans un dernier Chapitre (48 à 52), que l'existence d'une couche isotherme dans les régions élevées de l'atmosphère peut apparaître comme une conséquence du pouvoir absorbant de cette atmosphère. Si la température décroissait indéfiniment suivant la loi adiabatique, il n'y aurait pas égalité entre l'émission d'une tranche élémentaire d'air et l'absorption que cette tranche exerce sur les rayonnements de la Terre, du Soleil et du reste de l'atmosphère. Dans ces conditions, l'équilibre ne saurait être réalisé. Il devient possible si l'on admet qu'après avoir diminué suivant la loi adiabatique jusqu'à une certaine altitude la température *demeure ensuite constante* sur une certaine épaisseur.

9° Nous avons été amené, au cours de nos recherches, à préciser les conditions d'emploi d'un certain nombre de dispositifs expérimentaux. C'est ainsi que nous avons étudié la précision des mesures qu'on peut effectuer, dans les meilleures conditions, avec le photopolarimètre de Cornu (2), appareil excellent, à condition de ne pas lui demander, dans l'évaluation de la proportion de lumière polarisée, la quatrième décimale que certains auteurs n'hésitent pas à fournir. Nous avons donné de l'actinomètre à compensation électrique pour la mesure du rayonnement nocturne une théorie qui nous paraît plus simple que celle d'Angström (25). Nous avons montré qu'il ne fallait pas avoir une trop grande confiance dans les évaluations fournies par un autre appareil imaginé par Angström, l'actinomètre à condensation (26).

Enfin nous avons pu combiner un dispositif simple en vue d'enregistrer le rayonnement d'une surface noire vers les portions du ciel voisines du zénith (44) et la lumière diffusée par ces mêmes portions du ciel (45).

Les Recherches qui font le sujet de cette Thèse ont été effectuées à l'Institut de Physique de l'Université de Montpellier. C'est un devoir pour nous d'exprimer notre reconnaissance à tous les Maîtres de cette Université qui ont contribué à la formation de notre esprit scientifique, parmi lesquels nous devons mentionner plus spécialement le regretté Georges Meslin, MM. Jacques Curie et Beaulard de Lenaizan : la sympathie qu'ils nous ont toujours témoignée a été pour nous le plus précieux des encouragements.

Nous devons aussi des remerciements au personnel auxiliaire du laboratoire, et, en particulier, à l'habile mécanicien, M. Blaquière, dont l'aide nous a été souvent précieuse.

Vu et approuvé :

Paris, le 26 février 1918.

LE DOYEN DE LA FACULTÉ DES SCIENCES,
PAUL APPELL.

Vu et permis d'imprimer :

Paris, le 26 février 1918.

LE VICE-RECTEUR DE L'ACADÉMIE DE PARIS,
L. POINCARÉ.



SECONDE THÈSE.

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

L'énergie libre et le principe de Nernst.

Vu et approuvé :

Paris, le 26 février 1918.

LE DOYEN DE LA FACULTÉ DES SCIENCES,

PAUL APPELL.

Vu et permis d'imprimer :

Paris, le 26 février 1918.

LE VICE-RECTEUR DE L'ACADÉMIE DE PARIS,

L. POINCARÉ.

PARIS. — IMPRIMERIE GAUTHIER-VILLARS ET C^{ie},

58818 Quai des Grands-Augustins, 55.
